

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	粘弾性波動の逆解析による破壊のダイナミックス
Title(English)	
著者(和文)	鈴木裕晶
Author(English)	
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:乙第3472号, 授与年月日:2000年9月30日, 学位の種別:論文博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:乙第3472号, Conferred date:2000/9/30, Degree Type:Thesis doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

粘弾性波動の逆解析による破壊のダイナミクス

鈴木 裕晶

目次

1 緒 論	1
1.1 緒 言	1
1.2 既往の研究	1
1.2.1 弾性波解析に関する研究	1
1.2.2 弾性波の粘弾性挙動に関する研究	4
1.2.3 複合材料の音響特性に関する研究	5
1.2.4 高温環境劣化割れに関する研究	6
1.2.5 パターン認識に関する研究	6
1.3 研究の目的と方針	8
2 粘弾性波動逆解析法	9
2.1 緒 言	9
2.2 等方弾性体の弾性波動解析	9
2.2.1 線形システム	9
2.2.2 解析的グリーン関数	10
2.2.3 Monopole force problem	12
2.2.3.1 表面パルスの Lamb 解	12
2.2.3.2 内部パルスの Lamb 解	12
2.2.4 Dipole force problem	14
2.2.4.1 第 2 種グリーン関数	14
2.3 面外変位計測システム	15
2.3.1 面外変位計測センサ	15
2.3.1.1 常温容量型変位センサ	15
2.3.1.2 耐熱容量型変位センサ	17
2.3.1.3 圧電素子を用いた常温変位センサ	17
2.3.1.4 圧電素子を用いた耐熱型変位センサ	19
2.3.2 面外変位計測センサの応答特性	21
2.3.2.1 常温用変位センサの評価	21
2.3.2.2 耐熱変位センサの評価	22
2.4 粘弾性波動逆解析法	25
2.4.1 波動減衰補正項	26

2.4.2	時間緩和補正項	27
2.5	結言	36
3	パターン認識解析による破壊モード分類	37
3.1	緒言	37
3.2	最大エントロピー法による PRA	37
3.3	ウェーブレット変換による PRA	40
3.4	結言	46
4	粘弾性体の音響特性	47
4.1	緒言	47
4.2	均質粘弾性材料の音響物性計測	47
4.2.1	水浸多重反射法による減衰周波数依存性の測定	47
4.2.2	Point-source/Point-receiver method (PS/PR 法) による減衰測定	48
4.3	複合材料の音響異方性計測	54
4.3.1	Iso Angular Scanning Method (IAS 法) による群速度の異方性測定	54
4.3.2	Through Transmission Method (TT 法) による減衰率測定	56
4.3.3	多重反射波のウェーブレット解析による減衰率の測定	60
4.4	三次元破壊源位置標定	63
4.4.1	計算アルゴリズム	63
4.4.2	センサ配置	67
4.4.3	人工音源を用いる UD-GFRP の位置標定精度の検討	69
4.5	水撃圧を用いた時間緩和関数 $R(t)$ の検証	70
4.5.1	実験方法	70
4.5.2	実験結果および考察	71
4.6	結言	73
5	モデル複合材料の破壊評価	74
5.1	緒言	74
5.2	単純モデル複合材料の破壊評価	74
5.2.1	石英ファイバー / アルミニウム モデル複合材料	74
5.2.1.1	試験片および実験方法	74
5.2.1.2	解析方法	75
5.2.1.3	実験結果および考察	77
5.2.2	石英ファイバー / PMMA モデル複合材料	81
5.2.2.1	試験片および実験方法	81
5.2.2.2	解析方法	81
5.2.2.3	実験結果および考察	81
5.3	実ガラス繊維を含有するモデル複合材料の破壊評価	84

5.3.1	試験片	84
5.3.2	実験および解析方法	85
5.3.3	実験結果および考察	86
5.3.3.1	モデル A 試験片	86
5.3.3.2	モデル B 試験片	90
5.3.3.3	モデル C 試験片	93
5.4	結言	97
6	ガラス繊維強化プラスチックの破壊評価	98
6.1	緒言	98
6.2	一方向強化 GFRP の微小破壊評価	98
6.2.1	試験片および実験装置	98
6.2.2	実験結果および考察	99
6.2.2.1	粘弾性波動解析	102
6.2.2.2	パターン認識解析	106
6.3	UD-GFRP の破壊に及ぼす繊維 / 母材界面性状の影響	115
6.3.1	試験片	115
6.3.2	実験装置	117
6.3.3	実験結果および考察	118
6.4	ガラスクロスロービングマット積層 GFRP の破壊評価	128
6.4.1	試験片および実験装置	128
6.4.2	実験結果および考察	129
6.4.2.1	粘弾性波動逆解析	132
6.4.2.2	パターン認識解析	136
6.5	結言	144
7	オーステナイトステンレス鋼の高温環境劣化割れのダイナミックス	146
7.1	緒言	146
7.2	SUS304 鋼の溶融銀ロウ割れ	146
7.2.1	試験片および実験方法	146
7.2.2	実験結果	147
7.3	SUS304 鋼の溶融亜鉛割れ	151
7.3.1	試験片および実験方法	151
7.3.2	実験結果	151
7.4	残留応力をもつ SUS 304 鋼の溶融塩化物割れ	153
7.4.1	耐熱容量型変位センサによる AE モニタリング	153
7.4.2	耐熱圧電型変位センサによる AE モニタリング	156
7.5	結言	159

8 結論	160
本研究に関連する掲載論文	164
本研究に関する講演発表	166
引用文献	168

第 1 章

緒 論

1.1 緒 言

固体材料に作用する衝撃力やき裂の生成などによって局所的かつ急激なエネルギー解放が生じると、それに伴い数十 kHz から数 MHz の周波数帯域をもつ弾性波が励起される。このような現象は Acoustic Emission(AE, 音響放出) と呼ばれ、AE を検出・解析することは、衝撃力の大きさや破壊の動的過程を評価するうえで極めて有用である。

1980 年代、破壊のダイナミックスの定量評価を行うことを目的に、AE 原波形解析法やモーメントテンソル解析が提唱された。これらの解析手法は、弾性波動論に従って検出 AE 波から逆解析的に破壊の生成体積・時間、開口方向などを定量的に求めるものであり、従来から用いられているパラメータ解析とは異なる。しかし、解析は金属やセラミックス等の等方弾性体に限られ、粘弾性挙動を示す材料や音響異方性をもつ材料にこの手法を適用するには多くの問題が残されていた。そこで、波動減衰、速度分散、音響異方性を考慮した新しい粘弾性波動解析システムを構築し、複合材料などの粘弾性材料の破壊のダイナミックスを定量化することを目的とした。一方、提唱する粘弾性解析法は特殊な計測システムを必要とするため汎用手法として使いづらいという問題がある。そこで、パターン認識解析(pattern recognition analysis, PRA) を併用することによって汎用技術として発展させることを試みる。

研究は、繊維強化プラスチック (fiber reinforced plastics, FRP) と高温環境下のステンレス鋼を対象に行った。FRP は工業用材料として幅広い分野で利用されているが、構造的に不均質で、強度や健全性の評価法が確立しておらず、破壊挙動の解明および非破壊検査法の確立が重要な課題となっている。一方、ステンレス鋼の高温環境劣化割れは、都市ゴミ発電などの高温プロセスで問題になっているが、高温のために得られる情報は限られており、破壊のメカニズムはほとんど解明されていない。いずれの材料も波動減衰や位相速度分散などの粘弾性挙動を示し、FRP の場合では顕著な音響異方性を有するため等方弾性体に対する原波形解析法は適用できない。そこで、粘弾性波動解析法を開発し、破壊のダイナミックスとメカニズムを定量的に評価することを試みる。

1.2 既往の研究

1.2.1 弾性波解析に関する研究

AE 法は材料の動的構造変化を知る有力な手法として用いられてきた [1]~ [7]。AE は、放射線透過試験 (RT) や超音波探傷試験 (UT) などの非破壊試験と比較した場合、受動的な検査法である。一方、AE 法は最終破壊に結びつくような活性度の高い欠陥ほど検知しやすいという優れた特徴を有し、破壊の動的過程をリアルタイムで計測できる唯一の方法である。

AE 信号を処理して得られる情報としては、AE 事象数 (event count)、AE 波せん頭値 (peak amplitude)、AE 実効値 (root mean square value, RMS) などがあり、これらのパラメータは破壊挙動を解明する有効な情報として 1950 年代後期から用いられていた [8]~[12]。破壊の予知を目的として最も古くから用いられている AE の計数法には、1) 設定したしきい値を越え、かつ計測系の不感時間内に計測された AE 信号を 1 つと数える AE 事象数と、2) しきい値を越える振幅全てを数える AE 計数 (count) あるいはリングダウン (ringdown) がある。また、AE 波せん頭値は、破壊の大きさと関係し、AE 実効値は波のエネルギーの相対的な値を示すと考えられている。その他にも周波数スペクトラム、振幅分布、AE 事象数の経時変化などが提唱され、複数の AE センサから得られる AE 波の到達時間差から破壊源位置標定も行われている。これらの AE パラメータを用いて弾性波を解析する従来型手法を本論文では "AE 法" と呼ぶ。

AE 法は高い安全性や信頼性が要求される構造物の健全性を合理的に検査するために、製作時における適用はもちろん、運転中の保守・監視技術としても利用されている。圧力容器や球形タンクに適用された実績は日本国内だけでも数百例 [13] に及ぶと推定されている。一方、米国においては反応塔、トレーラ用小型高圧ガスチューブ、長距離パイプライン、橋梁などに適用され、1968 年からの実施累積数は数千を越えている [13]。これらの実績に基づき、日本においても JIS Z 2342 「圧力容器の耐圧試験時のアコースティック・エミッション試験法」(1991 年) が制定されている。

複合材料分野への AE 法の適用も盛んに進められ [14]~[16]、AE 法の実用化が急速に進んだ 1960 年代に最も成功したのは FRP 製のロケットモータの検査であった [17]。FRP における AE の特徴は、エネルギーが金属に比べて大きいこと [18]、初期破壊となりやすい母相 / 繊維界面が材料中に広く分布するため AE 発生源が広範囲にわたること、AE 波の伝搬過程で減衰・分散がみられることなどが挙げられる [19]。

FRP への AE 法の適用例としては、一方向強化型 FRP 試験片の引張試験中の AE 事象数の経時変化と繊維破断・剥離、母材破壊などの発生源との関係や [20]~[23]、引張・疲労試験中の AE 発生数や振幅と損傷度との関係の調査 [24]~[31]、破壊機構を解析し材料開発に役立てようとする研究 [14]~[15]、発生頻度や累積エネルギーの経時変化と表面観察による破壊挙動との関連付け [32][33] などが行われた。また、レーザ顕微鏡や SEM 観察下で負荷試験を行い、微視破壊と AE 信号の対応関係をリアルタイムで研究した報告 [34][35] がされている。しかし、AE パラメータは、変換子やしきい値などの計測条件に大きく依存するため、破壊挙動の定量的評価には至っていない。

高温材料へ AE 法を適用するにはセンサの耐熱性が問題となる。センサを保護するためにウェーブガイド (導波棒) を用いた計測が行われており、液体金属割れや溶射皮膜の熱サイクル割れによる AE モニタリングが行われた [36]~[40]。1500K までの計測例 [41] があるが、ウェーブガイドによって歪められた波から破壊を定量的に評価することは難しい。

一方、1980 年代の Breckenridge [42] による変位感受型センサの開発および大津ら [43] によるセンサの絶対感度較正法の提唱により AE 法は大きな発展をとげた。すなわち、エアギャップ容量型センサを用いることによって、極めて微小な面外変位の計測ができ、AE 原波形解析 [44]~[51] によってき裂の規模や生成時間などの情報を得ることができる。AE の原波形解析理論に関する研究は、NBS (National Bureau of Standard)、Harwell 原子力研究所の H.N.G.Wadley ら [52]、Cornell 大学の Y.H.Pao [53]、また東京大学の岸 [54]、熊本大学の津村ら [55] により先進的な研究がなされてきた。

AE 原波形解析は、検出波 $u(t)$ から原波形 $f(t)$ を求め、音源のダイナミックスを解明することにある。線形系では、媒体とモニタリング装置を一括した応答関数を $g(t)$ とすると、(1.1) 式の合成積で表現される。

$$u(t) = \int_0^t g(t-\tau)f(\tau)d\tau \quad (1.1)$$

大津ら [56] の “Generalized Theory of Acoustic Emission” では、境界 S で囲まれた物体の点 x における時刻 t での変位 $u_i(x, t)$ は、物体内部の面 F における力のくい違い $f_k(x', t)$ と変位のくい違い $b_k(x', t)$ のそれぞれについて、(1.2), (1.3) 式で表現される [57]。

$$u_i(x, t) = \int_F G_{ik}(x, x', t) * f_k(x', t) dS \quad (1.2)$$

$$u_i(x, t) = \int_F T_{ik}(x, x', t) * b_k(x', t) dS \quad (1.3)$$

ここで、 G_{ik} は第1種グリーン関数で、Pekeris[58] および Knopoff[59] によって解析解が与えられており、半無限弾性体に外力が作用した場合には monopole problem として扱われる。一方、 T_{ik} は第2種グリーン関数で、半無限弾性体内の微小破壊によって励起された面外変位を求める dipole problem として扱われる。Hsu ら [62] は、シャープペンシルの芯の圧折を用いて第2種グリーン関数を実験的に求める試みを行った。一方、大津らは、半無限等方弾性体の第2種グリーン関数を解析的に求めるための計算プログラムを発表している [56]。

AE 源が材料表面にある場合には Mooney[64] によって、材料内部にある場合はグリーン関数の解析解を用いて (1.4) 式によって第2種グリーン関数 T_{ik} が Johnson[65] により求められた。

$$T_{ik} = \lambda G_{ij,j} n_k + \mu G_{ik,j} n_j + \mu G_{ij,k} n_j \quad (1.4)$$

ここで、 λ 、 μ はラーメの定数を表し、 $G_{ij,k}$ は G_{ij} の k 方向の空間微分を表す。原波形は、(1.2), (1.3) 式の積分方程式を解くことによって求まる。検出波 (u_i) の逆合成積によって原波形 (f_k, b_k) を求める逆解析手法 (inverse processing) は、Volterra 型第1種積分方程式 [66] で、H.Y. Ko ら [67] および丹羽ら [68] が指摘しているように安定解を得ることが難しい。この問題を避けるために、検出波が一致するまで原波形を変化させて求める順解析手法 (source simulation) を用いて原波形を求める方法が用いられている [69]。

大久保ら [61] は、エアギャップおよびフィルムスパーサタイプ変位センサを用いてシャープペンシルの芯の圧折の原波形を求めた。検出波を Knopoff のグリーン関数を用いて解析したところ、約 $5N$ の荷重を約 $1\mu s$ で解放するステップ状波形であることを報告している。

林ら [51] は面外変位を計測するとともに原波形解析を行うためのシステム ADAS(AE Data Analysis system) を開発した。このシステムはコニカル型センサによって面外変位を計測し、最高 $10nsec$ の高速 A/D 変換によってデータを保存し、source simulation や逆合成積などの演算処理を行うことができる。ADAS によって、シェブロンノッチ付き等方カーボンの安定き裂や低合金鋼の水素脆化割れなどのダイナミックスを解明できることを示した [44]~[51]。林らが行なった面外変位に対する AE 原波形解析手法は、等方弾性体にも適用できる。一方、FRP はマトリックスが高分子材料であるため波動減衰と速度分散を示すとともに、強化繊維の配向方向によって物理的・機械的性質に方向依存性を示すため、林らの方法を適用することはできない。

破壊の原波形は、き裂速度などの時間的な諸量 (kinetics) と、破壊モードなどの幾何学的な諸量 (kinematics) の両方を含まなければならない。しかし、混合モードすなわち b_k とき裂面が任意の角度をもっている場合は、原波形解析では kinematics を求めることができない。そこで、モーメントテンソル解析によってき裂の方向を決定する研究が Cornell 大学の K.Y. Kim ら [70] によって始められた。(1.3) 式の被積分関数を (1.4) 式を用いて書き換えると (1.5), (1.6) 式となる。

$$\begin{aligned} T_{ik} \cdot b_k &= (\lambda G_{ij,j} n_k + \mu G_{ik,j} n_j + \mu G_{ij,k} n_j) b_k \\ &= G_{ip,q} m_{pq} \end{aligned} \quad (1.5)$$

$$m_{pq} = \lambda b_k n_k \delta_{pq} + \mu b_p n_q + \mu b_q n_p \quad (1.6)$$

m_{pq} がモーメントテンソルであり、固有値解析を行えばき裂面と開口方向との情報が得られる。大津ら [71] ~ [72] はモーメントテンソル解析を行うプログラム (SIGMA コード) を開発し、主にコンクリート構造物のひび割れ診断の研究を行っている。モーメントテンソル解析は等方弾性体にも適用でき、AE センサの感度校正を正確に行う必要がある。

1.2.2 弾性波の粘弾性挙動に関する研究

弾性波が伝播する時、波面が広がるため振幅あるいは粒子速度は次第に減少する。この拡散損失は等方弾性体にもみられ、波長によって定まる。しかし、粘弾性体では拡散損失よりも大きな波動減衰がみられる。

波動減衰は、組織 (結晶粒) による散乱、粘性、転位などに起因すると考えられている。金属材料では散乱減衰が主で、平均結晶粒直径と波長の大小に応じて Rayleigh 散乱、Stochastic 散乱、拡散散乱の3種類が考えられている。Mason と McShimin [74][75] は Rayleigh の理論 [76] を拡張して結晶粒による拡散減衰の定式化を行った。しかし、Mason らの理論では、mode conversion、すなわち、散乱に際して縦波 (P 波) は一部横波 (S 波) に、横波は一部縦波に変わることを考慮に入れておらず定性的評価に留まっていた。

縦波減衰を定量化する試みについては様々な研究報告がなされている。1940 年代、Mason と McShimin [74] は、周波数帯域の狭い水晶振動子を用いて、厚さの異なる試験片に特定の周波数を入力し、同じ周波数帯域の振動子でこれを検波することによって減衰を測定した。その後、いくつかの減衰測定法が提唱されたが、基本的には Mason らの方法と同じである。減衰の周波数依存性を定量化するためには、高性能パルスジェネレータの他、多くの水晶振動子と試験片が必要であり、全ての実験条件を同一に保つことは難しい。

Pouet ら [78][79] は Q スイッチ YAG レーザで超音波を励起し、レーザ干渉計で検出することによって減衰の周波数依存性を測定する方法: point-source/point-reciever 法 (PS/PR 法) を報告した。この方法では、点入力 - 点検出を非接触で行うことが必要で、震央に到達した球面 P_1 波と、反射 P_3 波の周波数スペクトラムをそれぞれ $P_1(f)$ 、 $P_3(f)$ とし、試験片厚さを r とすると減衰 $\alpha(f)$ は (1.7) 式で与えられる。

$$\alpha(f) = \frac{1}{2r} \left(\ln \left| \frac{P_1(f)}{P_3(f)} \right| - \ln 3 \right) \quad (1.7)$$

Pouet らが PMMA などの測定を行った結果は Mason らの実測値とほぼ一致すると報告されている。

一方、S 波減衰の定量化を試みたのも Mason ら [74] である。Tutuncu ら [80] は、応力・空孔率・粘性などの違う砂岩の P 波と S 波の音速と減衰の相関性を調べた。彼らは多孔砂岩の音速は応力を増加させると増加するが、減衰率は減少することを報告したが、減衰率は定量化していない。Lambade ら [81] は、NaCl 結晶を伝播する S 波減衰と温度の関係を調べ、Mason の理論値と比較した。実測減衰率と理論値は温度に対して同じ傾向を示すが、その値は一致していない。

位相速度 (phase velocity) が波長 (または周波数) とともに変化する位相速度分散は、等方弾性体ではみられないが、粘弾性体では低周波になるほど位相速度が遅くなる [82]。Kline ら [83] は PMMA 上でシャープペンシルの圧折をした時の検出変位と、PMMA を等方弾性体と仮定した時の理論面外変位を比較した。検出 P 波の変位が理論変位

に比べ小さいこと、立上りが遅くなることを報告している。Park ら [84] は検出変位の低下は波動減衰に、立上りが遅くなるのは位相速度分散に起因すると報告している。位相速度は、 π -point phase comparison 法 [6]、pulse-superposition 法 [85] など測定されてきたが、粘弾性体の位相速度分散を計測するためには、特殊な計測システムを用いる必要がある。Sachse ら [82][86][87] は、広帯域パルス発振器あるいはガラスキャピラリーの圧壊によって放出される弾性波の位相スペクトラムから位相速度を求める方法 (周波数領域位相スペクトラム法) を提唱した。検出弾性波の位相スペクトラムを $\phi(\omega)$ 、試験片厚さを L とすると、位相速度は周波数 ω の関数で (1.8) 式のように与えられる。

$$v(\omega) = \omega L / [\phi(\omega) - \phi_0] \quad (1.8)$$

ここで ϕ_0 は初期位相角であり発振源に何をを用いるかで補正方法が異なる。彼らはこの方法で金属材料および金属複合材料の縦波 (P 波) の位相速度分散を測定した。しかし、この方法は短パルス発生および伝播波の点検出が必要な他、初期位相の補正や位相角の積算などの点で改良が必要であった。林 [88]、長 [89] らは、SAW (Surface Acoustic Wave) の位相速度測定法として、タイムシフト法、移動点制限 1 点計測時間領域法を提案している。

一方、Weaver ら [90][91] は粘弾性体の波動減衰と位相速度分散の関係を調べた。Maxwell-Voigt model については、緩和時間 (relaxation time) τ と緩和強度 (relaxation strength) ϵ を用いれば P 波速度は角周波数 ω の関数として (1.9) 式で与えられる。

$$C_p(\omega) = C_p(0) \sqrt{1 - \left(\frac{4}{3}\right) i\omega\tau\epsilon \left(\frac{C_s^2(0)}{C_p^2(0)}\right) (1 - i\omega\tau + \epsilon)^{-1}} \quad (1.9)$$

ここで $C_p(0)$ 、 $C_s(0)$ はそれぞれ周波数 0 での P 波と S 波の位相速度を示す。(1.9) 式における減衰 $\alpha_p(\omega)$ と位相速度 $v_p(\omega)$ は、Kramers-Kronig ら [92] によって、(1.10)、(1.11) 式のように与えられる。

$$\alpha_p(\omega) = \omega [Im \{1/C_p(\omega)\}] \quad (1.10)$$

$$v_p(\omega) = [Re \{1/C_p(\omega)\}]^{-1} \quad (1.11)$$

すなわち、減衰の周波数依存性が測定できれば、この関係を (1.10)、(1.11) 式で近似することによって、 τ 、 ϵ が求められる。この方法を用いた応答遅れの補正法については第 2 章で説明する。

1.2.3 複合材料の音響特性に関する研究

複合材料は強化材料の配列方向に依存した音響異方性をもつ。このため、エネルギー伝播である群速度 (group velocity) と波面法線方向へ伝播する位相速度は異なる。群速度と位相速度の関係は (1.12) 式によって表される [105]~[107]。

$$v_p = v_g \cos \psi \quad (1.12)$$

ここで、 v_g は群速度、 v_p は位相速度、 ψ は群速度と位相速度の伝播角度差を示す。群および位相速度の異方性は異方性材料の弾性テンソルを決定する重要な情報となるため、非破壊的に測定する技術が発達してきた [108]~[112]。

超音波センサやレーザ干渉計を用いて弾性波を検出した場合、群速度で伝播した波が検出されるため、位相速度を直接測定することは困難である。Krishnan ら [109] は 2 個の超音波センサを用いた through transmission method (TT

法)によって cross-ply GFRP を伝播する P 波および S 波の群速度を実測し、それから弾性定数を推定している。S. L. Rokhlin ら [112]、川嶋ら [107] は 1 個の超音波センサと超音波反射板を用いた double through transmission method (DTT 法)によって位相速度を測定する手法を提唱している。B. Castagnede ら [108] は YAG レーザとレーザ干渉計を用いた iso angular scanning method(IAS 法)によって一方向強化 GFRP および Si コーティングアルミニウム試験片の P 波および S 波群速度異方性を測定し、弾性定数の同定を行っている。

1.2.4 高温環境劣化割れに関する研究

都市ゴミ焼却を利用した高効率ゴミ発電はプラスチック類の分別が徹底されていないために、高温ボイラ部での溶融塩化物による高温腐食が問題となっている。このため高効率廃棄物発電プロジェクトで目標としている発電効率 30%(現在は 15% 以下)、蒸気温度 773K (現状では 573K 以下)を達成するためには加熱器の管壁温度を 823 ~ 873K にまで高温化させる必要があるが、現用 STB340 等の炭素鋼は使用できない [93]。

塩化物が存在する高温腐食環境ではオーステナイトステンレス鋼の結晶粒界が侵食されること、Cr 炭化物析出による結晶粒界の鋭敏化や不純物元素の粒界偏析などの可能性があることは知られている [94]。溶融塩化物割れに関する研究 [95]~[99] はかなり行われているが、フラフトグラフや EPMA 分析などの過去情報の解析に限られているためメカニズム解明には至っていない。また、耐熱、耐食新材料の開発が行われているが、溶融塩化物付着環境下で十分な耐食性を発揮する材料は開発されていない。

溶融亜鉛による液体金属割れは英国のフィリックスボロー事故 [100] で知られるようになった。養田ら [101] は、溶接および熱処理作業中における SUS304, HT80, SS41 の亜鉛による脆化現象を調べ、割れ感受性は SUS304 > HT80 > SS41 の順に高い傾向を示すことを報告している。三吉ら [102] は、溶融亜鉛による低炭素鋼の腐食挙動を Fe-Zn 合金層との関連において考察している。液体金属割れのメカニズムに関して、S. P. Lynch[103][104] は Fe-2.6%Si 単結晶、Al 合金、Ni 単結晶、高張力鋼、純 Mg などに溶融アルカリ金属中で片持ち梁曲げ試験を行い、液体金属脆化の破面が水素脆性破面と極めて類似していること、液体金属の表面吸着による界面張力の低下を示した。

1.2.5 パターン認識に関する研究

AE 原波形解析は検出 AE 波から反射や散乱、センサ特性などの影響を分離できない場合は困難になる。そこで、歪められた AE 波形およびスペクトルを系統的に識別し分類する pattern recognition analysis(PRA) が提唱されている。PRA は時系列波形や高速フーリエ変換 (Fast Fourier Transform, FFT)[116]~[118] などの前処理を施した後、特徴量を抽出し分類する手法である。

1980 年代に Hutton[113], Harrington[114], Melton[115] らによって AE へ適用された。初期の研究では、き裂進展による AE とノイズを区別することに注目していたが、包絡線波形、持続時間、初動波の立上り時間などパラメータを用いて破壊モードの分類が行われるようになった。

スペクトル解析による特徴量抽出では、パワースペクトラムの最大値やその周波数などを用いる。デジタル信号 $x(t)$ の FFT による周波数変換は (1.13) 式で与えられる。

$$X_l = \sum_{k=0}^{N-1} x_k e^{-j l \Delta \omega k \Delta t} \Delta t \quad (1.13)$$

ここで、 ω は周波数、 t は時間、 X はパワースペクトラム、 j は虚数を表す。FFT は計算が高速であるという利点をもつが、ポイント数の少ないデータからは正確なスペクトラムが求められず、特徴抽出が困難になる。また、

FFT で求めたスペクトルはサンプリング数の2のべき乗個の離散データとして表現されるのでデータが膨大になるなどの問題がある。

R B. Melton ら [119] は、最大エントロピー法 (maximum entropy method, MEM) を用いてパワースペクトラムを求め、得られた自己回帰 (autoregressive, AR) 係数により PRA を行った。MEM は、1967 年に Burg[120] により提唱されたスペクトラム推定法である。一方それとは独立に、1969 年に赤池 [121][122] により自己回帰モデルに基づくスペクトラム推定法が提案された。両者の理論的な導出法は異なるが、ほぼ同じアルゴリズムによる推定法 [116] である。MEM によるパワースペクトラム推定式を (1.14) 式に示す。

$$S(\omega) = \frac{P_m \cdot \Delta t}{|1 + \sum_{i=1}^m a_{mi} e^{-j\omega i \Delta t}|^2} \quad (1.14)$$

ここで、 P_m は定常白色雑音の分散、 a_{mi} は次数 m における AR 係数である。MEM は少ない AR 係数からでも分解能の高い安定したパワースペクトラムを求められ、スペクトル分解能が非常に高いという特徴をもつ。Melton は 705-T651 アルミニウムの引張り試験中に発生した AE スペクトルの特徴を AR 係数で数値化し、1 番目 ($a_{m,1}$) と 2 番目 ($a_{m,2}$) の係数をプロットしたグラフに現れる一群 (cluster) を 1 つのカテゴリとして分類した。

小野ら [123] は、色々な材料の AE に PRA を適用した。分類方法も多様化され、例えば、様々なデータに対して training を行う K-nearest classifier (KNC) 分類器によって参照データを導き、計測データの K-nearest 係数からクラスタに分ける方法を提唱した。Chan ら [124] は ICEPAK というプログラムを開発し、金属材料や複合材料に適用した。上野谷ら [125]~[128] は、周波数スペクトル、振幅、エネルギーによる分類が破壊の同定に有効であるとしている。彼らは、検出波形のスペクトルパターンのピークの帯域や個数をもとに信号をタイプ分けし、発生荷重や損傷観察を参照することによって微視的破壊挙動との対応を行った。また、Buttle ら [129][130] は位置標定と放射パターンを用いて PRA を行い、アルミニウム合金疲労の AE を分類している。

PRA の分類方法に neural network を利用したものがある [131][132]。この方法では、多層構造の network を構築し、それぞれに重み関数 (係数) を持たせることによって、検出波から得られる情報を手がかりに分類を行う。しかし、正確な分類を行うためには複雑な network を構築する必要があり、重みを付けに学習時間を必要とし、正確な教師信号をもたない AE の分類には適さないと考えられる。

近年、ウェーブレット変換 (wavelet transform, WT) による信号処理が注目されている [133]~[136]。WT は検出された時系列データの局所的な周波数と時間領域における解析ができ、得られる時間-周波数平面から検出波の特徴を読み取ることができる。WT は AE のパターン認識に極めて有効な手法と考えられるので、本研究では WT による PRA を試みた。WT は検出波を時間 t の関数 $f(t)$ とすると (1.15) 式により定義される。

$$(\mathcal{W}_\psi f)(a, b) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_{a,b}^*(t) f(t) dt \quad (1.15)$$

ここで、 $\psi_{a,b}^*$ は基本ウェーブレット関数 $\psi_{a,b}(t)$ の複素共役である。WT によって時間-周波数-ウェーブレット係数は三次元表示 (bird's eye view) や二次元等高線表示 (contour map) され、パターン認識のための特徴量を抽出する。WT 画像データを分類する手法には、マッチド・フィルタリングとフーリエ位相相関法がある [137]。マッチド・フィルタリングが未処理の観測画像の相関をとって分類を行うのに対し、フーリエ位相相関法は観測画像の位相成分を抽出し相関をとる。これらの説明については第3章で述べる。

1.3 研究の目的と方針

本研究は、定量的な粘弾性波動逆解析によって、波動減衰や位相速度分散、これらの方向異方性を有する繊維強化プラスチックの微小破壊と高温ステンレス鋼の環境劣化割れのダイナミックスを評価するとともに、パターン認識を用いて破壊モードを系統的に分類することを目的とする。

第2章「粘弾性波動逆解析法」では、等方弾性体の弾性波解析理論に対して波動減衰と位相速度分散を考慮する修正式を提唱して粘弾性 AE 解析に拡張する。この研究に必要な面外変位計測用センサと計測システムについて述べ、疑似 AE 音源に対する応答解析を行い、提唱解析法の妥当性を検討する。

第3章「パターン認識解析による破壊分類」では、汎用 AE 計測装置で検出された AE 波から破壊モードの同定を行うパターン認識解析について説明する。分類パラメータとして、自己回帰 (AR) 係数を用いる方法と、ウェーブレット変換で得られる時間-周波数-ウェーブレット係数画像を用いる方法について解説する。また、フーリエ位相相関法を用いたマッチド・フィルタリングについて説明する。

第4章「粘弾性体の音響特性」では、水浸多重反射法、PS/PR 法、ウェーブレット変換を利用する測定法を説明し、Q スイッチ YAG レーザとヘテロダイン型レーザ干渉計、pin-point 広帯域センサを用いる計測システムを構築する。このシステムを用いて高分子材料、一方向強化 GFRP、平織ガラスロービングマット積層 GFRP、高温ステンレス鋼の減衰率、位相・群速度分散とそれらの異方性を求める。次に、音速異方性を考慮した破壊源位置標定アルゴリズムを提案し、計算精度を検討する。

第5章「モデル GFRP の破壊評価」では、アルミニウムと PMMA の上にポリエステル樹脂で石英繊維 (200 μm) をモールドした片持ち梁試験片を用い、曲げ試験中の AE モニタリングを行う。VTR 顕微鏡観察で繊維破壊と同期された AE 波について破壊のダイナミックスを定量化する。次に、エポキシ樹脂に直径 10 μm のガラス繊維を様々な方向に埋め込んだモデル GFRP 試験片の引張り試験中の AE を 8 チャンネル AE モニタリング装置で計測し、破壊源位置標定精度を検証する。試作変位センサによる面外変位とシミュレーション変位の比較から破壊のダイナミックスを解明する方法 (source simulation) を提唱する。

第6章「実用 GFRP の破壊評価」では、60 ~ 70 $_{mass}\%$ のガラス繊維を含有する一方向強化 GFRP (uni-directional glass fiber reinforced plastics, UD-GFRP) と平織ガラスロービングマット積層 GFRP (Laminate-GFRP) の引張り試験中の 10 チャンネル AE モニタリングを行う。Source simulation 法で同定した破壊モードを、AR 係数およびウェーブレット変換を用いた分類と比較する。また、密着性状の異なる GFRP の AE 解析によって、繊維/マトリックス界面性状が破壊のダイナミックスに及ぼす影響を調べる。

第7章「オーステナイトステンレス鋼の高温環境劣化割れのダイナミックス」では、試作した耐熱容量型変位センサと耐熱圧電型変位センサ (LiNbO₃ センサ) を用いて SUS304 鋼の溶融銀ロウ割れ、溶融亜鉛割れ、溶融塩化物割れの AE モニタリングを行う。丸棒試験片のグリーン関数を実験的に求め、破壊のダイナミックスを定量化するとともに、メカニズムについて検討する。

第8章「結論」では、各章で得られた結論を総括するとともに今後の課題について言及する。

第 2 章

粘弾性波動逆解析法

2.1 緒 言

入力を原波形、出力を検出波とする線形系を仮定すると、媒体での AE 波の伝達経路の性質、センサの応答特性などがその系の応答関数という概念で一括され、数学的に解析することができる。従って、応答関数を解析的、あるいは実験的に求めることができれば、検出 AE 波から原波形を求めることができる。

本章では、等方弾性体の弾性波動解析理論について定式化を行ったうえで、波動減衰、位相速度分散を含んだ粘弾性波動に拡張し、粘弾性体の面外変位計算法を提唱する。次に解析システムの妥当性について検討する。

2.2 等方弾性体の弾性波動解析

2.2.1 線形システム

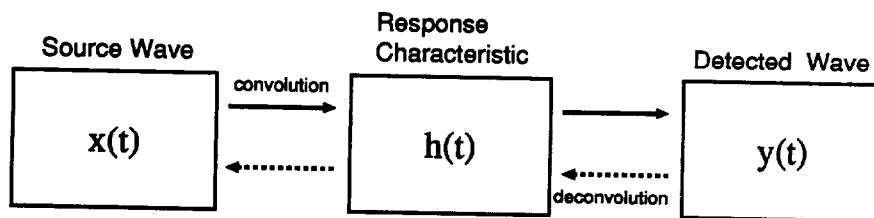


Fig. 2.1 Block diagram of linear system.

線形性が仮定される系 (Fig. 2.1) では、入力信号 $x(t)$ が印加される時の出力信号 $y(t)$ の応答関数を $h(t)$ とすると、重畳の定理 [138] により (2.1) 式で表される。

$$y(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t - \tau)x(\tau)d\tau \quad (2.1)$$

(2.1) 式の積分は、畳込み積分 (convolution integral) あるいは合成積と呼ばれる。一般に、物理系の応答関数は $t < 0$ において $h(t) = 0$ であり、入力信号 $x(t)$ も $t < 0$ で 0 となる場合は (2.1) 式は (2.2) 式のように表現できる。

$$y(t) = \int_0^t h(t - \tau)x(\tau)d\tau \quad (2.2)$$

以降、合成積を記号 “*” を用いて (2.3) 式のように表す。

$$y(t) = h(t) * x(t) \quad (2.3)$$

なお、合成積が交換可能であることは (2.2) 式から自明であるので (2.4) 式が成り立つ。

$$y(t) = x(t) * h(t) \quad (2.4)$$

また、(2.2) 式の両辺を t で微分すると、(2.5) 式になるので、(2.4) 式の $x(t), y(t)$ を微分しても等式が成り立つ。

$$\begin{aligned} \frac{dy(t)}{dt} &= \frac{d}{dt} \int h(\tau) x(t - \tau) d\tau \\ &= \int h(\tau) \frac{d}{dt} x(t - \tau) d\tau \\ &= \int h(\tau) \frac{d}{d(t - \tau)} x(t - \tau) \frac{d(t - \tau)}{dt} d\tau \\ &= \int h(\tau) \frac{d}{d(t - \tau)} x(t - \tau) d\tau \\ &= h(t) * \frac{dx(t)}{dt} \end{aligned} \quad (2.5)$$

原波形解析の目的は、検出波 $y(t)$ から原波形 $x(t)$ を求めることであり 2 つの解析方法がある。1 つは (2.2) 式の積分方程式を逆合成積することであり、 $h(t)$ の逆関数を $h^{-1}(t)$ とすると $x(t)$ は (2.6) 式で与えられる。

$$x(t) = y(t) * h^{-1}(t) \quad (2.6)$$

逆合成積で原波形を求めるには $h(t)$ が既知でなければならないが、粘弾性体の応答関数は理論的には求められていない。また、(2.6) 式は時間領域では解が発散しやすい。そこで、本研究では原波形と応答関数の合成積から得られたシミュレーション波を検出波と比較することによって原波形を求める source simulation 法を用いる。

2.2.2 解析的グリーン関数

面外変位に対して原波形解析を行う場合、媒体の伝達関数 (グリーン関数) を正しく求めることは重要である。グリーン関数は解析 [56]、実験 [62]、数値計算 [63] によって求められるが、本節では解析的グリーン関数について説明する。

微小破壊生成のエネルギー解放によって発生する均質等方弾性体の弾性波動は、テンソル表示を用いると、(2.7) 式のような弾性波動の基礎式を満足する。

$$(\lambda + \mu) u_{j,ji}(x, t) + \mu u_{i,jj}(x, t) = \rho \ddot{u}_i(x, t) \quad (2.7)$$

ここで λ, μ は Lamé の定数で、ヤング率 E とポアソン比 ν を用いると (2.8), (2.9) 式で与えられる。

$$\lambda = \frac{E\nu}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)} \quad (2.8)$$

$$\mu = \frac{E}{2(1 + \nu)} \quad (2.9)$$

大津ら [56] の "Generalized Theory of AE" における境界要素法 (BEM) によれば、境界 S で囲まれた物体 D の点 x における時刻 t での変位 $u_i(x, t)$ は (2.10) 式で与えられる。

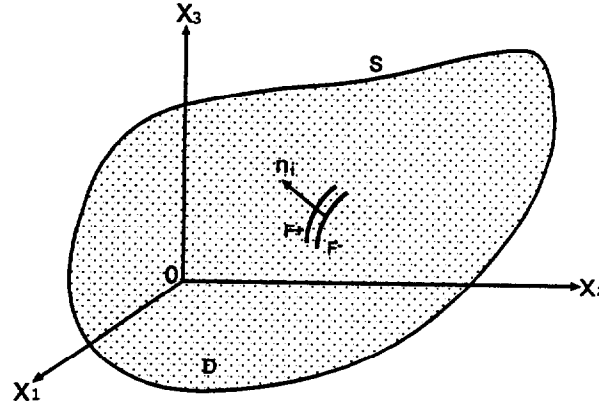


Fig. 2.2 Crack model

$$u_i(x, t) = \int_S [G_{ik}(x, x', t) * t_k(x', t) - T_{ik}(x, x', t) * u_k(x', t)] dS \quad (2.10)$$

ここで、 $t_k(x', t)$ は境界面 S 上の応力ベクトルを表し、 $u_k(x', t)$ は境界面 S 上の変位ベクトルを表す。 $G_{ik}(x, x', t)$ はグリーン関数で、 x' 点に x_k 方向に $t = 0$ で応力が作用した場合の x 点における時刻 t での x_i 方向の変位を表す。また $T_{ik}(x, x', t)$ は第2種グリーン関数で、 x' 点の外向きの方向を n_i として $T_{ik}(x, x', t)$ は (2.11) 式で表される。

$$T_{ik} = \lambda G_{ij,j} n_k + \mu G_{ik,j} n_j + \mu G_{ij,k} n_j \quad (2.11)$$

ここで、 $G_{ij,j}$ は G_{ij} の j 方向の空間微分を表す。

発生源は Fig. 2.2 に示すように外部境界面 S に比べて十分に小さい欠陥によって2つの面 F^+ と F^- からなる内部境界 F が生成したと考える。面 F 上の法線を n_i を面 F^- 上のものを考え、外部境界 S での応力ベクトルと変位が0であるすると、(2.10) 式は面 F のみに関する境界積分に置き換えられ (2.12) 式を得る。

$$u_i(x, t) = \int_F [G_{ik}(x, x', t) * f_k(x', t) - T_{ik}(x, x', t) * b_k(x', t)] dS \quad (2.12)$$

ここで、応力ベクトルおよび変位の面 F^+ と面 F^- 上との違い量をそれぞれ $f_k(x', t)$ 、 $b_k(x', t)$ で表している。(2.12) 式は面 F 上の力学的条件を考慮すれば (2.13), (2.14) 式のように2つに分けることができる。

$$u_i(x, t) = \int_F G_{ik}(x, x', t) * f_k(x', t) dS \quad (2.13)$$

$$u_i(x, t) = \int_F T_{ik}(x, x', t) * b_k(x', t) dS \quad (2.14)$$

材料表面に作用する外力により発生する弾性波動は、(2.13) 式で表され "monopole force problem" と呼ばれ、内部で発生した欠陥によって励起された面外変位は (2.14) 式で表され、このような現象の解析は "dipole force problem" と呼ばれる。

$G_{ik}(x, x', t)$ はヘビサイドステップ的に作用する力に対するものが Lamb 解として知られていて、 G_{ik}^H と書く。Pekeris[58] にならって点 x が表面上にある場合を表面パルスの解、内部にある場合を内部パルスの解と呼ぶ。現時点では任意の形状の材料に対するグリーン関数を求めることは非常に困難であるが、半無限等方弾性体に対するグリーン関数を解析的に求めることができる。

2.2.3 Monopole force problem

2.2.3.1 表面パルスの Lamb 解

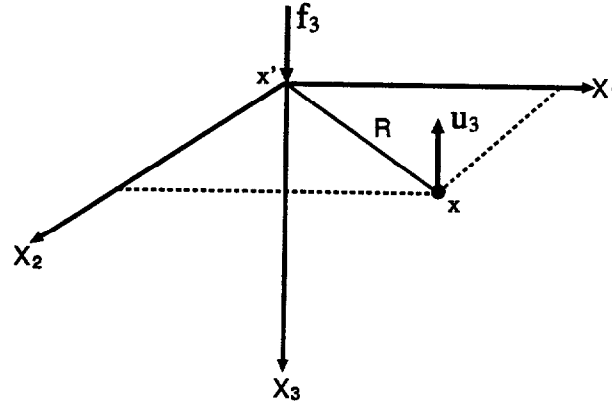


Fig. 2.3 The geometry for Lamb's problem in case of surface pulse.

グリーン関数 $G_{ik}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t)$ は、Fig. 2.3に示すような系の入力点 $\mathbf{x}'$ において、 k 方向に外力が瞬間的に作用した時の、時刻 t における点 $\mathbf{x}$ での i 方向の表面変位を与える。外表面よりパルスが入力する場合の x_3 方向の成分のみに着目すると、Monney[64] により G_{33}^H は (2.15) 式のように与えられる。

$$G_{33}^H(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t) = \frac{\delta^2}{\pi^2 \mu R} G(\tau) \quad (2.15)$$

$$R = |\mathbf{x}|, \quad \delta = \frac{v_p}{v_s}, \quad \gamma = \frac{v_s}{R} t, \quad \mu = \rho v_s^2$$

ここで、 v_p 、 v_s はそれぞれ P 波、S 波の速度、 ρ は密度を表す。 $G(\tau)$ は (2.16) 式で表される関数である。

$$G(\tau) = \begin{cases} 0 & \tau < \frac{1}{\delta} \\ G_1(\tau) & \frac{1}{\delta} < \tau < 1 \\ G_1(\tau) + G_2(\tau) & \tau > 1 \end{cases} \quad (2.16)$$

$$G_1(\tau) = P_r \int_{1/\delta}^{\tau} v[f(v)]^{-1} (1 - 2v^2)^2 (v^2 - 1/\delta^2)^{1/2} (\tau^2 - v^2)^{-1/2} dv$$

$$G_2(\tau) = P_r \int_1^{\tau} 4v^3 [f(v)]^{-1} (v^2 - 1/\delta^2) (v^2 - 1)^{1/2} (\tau^2 - v^2)^{-1/2} dv$$

$$f(v) = \delta^2 - 8\delta^2 v^2 + 8v^4 (3\delta^2 - 2) - 16v^6 (\delta^2 - 1)$$

上式の P_r は積分の主値であり、 $f(v)$ は Rayleigh 方程式である。

2.2.3.2 内部パルスの Lamb 解

Fig. 2.4に示すように、 $\mathbf{x}' = (0, 0, x'_3)$ 、 $\mathbf{x} = (x_1, x_2, 0)$ とし、 $x_1 = R \cos \phi$ 、 $x_2 = R \sin \phi$ 、 $R = r \sin \theta$ 、 $x'_3 = r \cos \theta$ とおけば、Johnson[65] により G_{33}^H は (2.17) 式で表される。

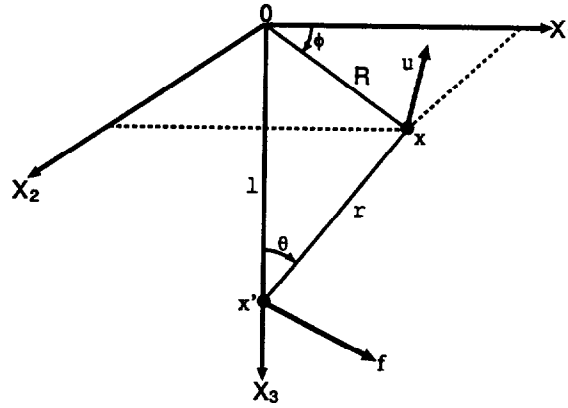


Fig. 2.4 The geometry for Lamb's problem. The plane $X_3 = 0$ is a free surface.

$$\begin{aligned}
 G_{33}^H(x, x', t) &= \frac{1}{\pi^2 \mu r} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{((t/r)^2 - v_p^{-2})^{1/2}} H(t - r/v_p) \\
 &\times \operatorname{Re} \left[\eta_\alpha \sigma^{-1} ((t/r)^2 - v_p^{-2} - p^2)^{-1/2} M_{33}(q, p) \right] dp \\
 &+ \frac{1}{\pi^2 \mu r} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{P_2} H(t - t_2) \\
 &\times \operatorname{Re} \left[\eta_\beta \sigma^{-1} ((t/r)^2 - v_s^{-2} - p^2)^{-1/2} N_{33}(q, p) \right] dp
 \end{aligned} \quad (2.17)$$

ここで、 $H(t)$ はステップ関数であり、 Re は複素数の実数部である。諸関数は次式で与えられる。

$$\eta_\alpha = (v_p^{-2} + p^2 - q^2)^{1/2}, \operatorname{Re}\{\eta_\alpha\} \geq 0 \quad (2.18)$$

$$\eta_\beta = (v_s^{-2} + p^2 - q^2)^{1/2}, \operatorname{Re}\{\eta_\beta\} \geq 0 \quad (2.19)$$

$$\gamma = \eta_\beta^2 + p^2 - q^2 \quad (2.20)$$

$$\sigma = \gamma^2 + 4\eta_\alpha \eta_\beta (q^2 - p^2) \quad (2.21)$$

$$M_{33}(q, p) = \eta_\alpha \gamma \quad (2.22)$$

$$N_{33}(q, p) = 2\eta_\alpha (q^2 - p^2) \quad (2.23)$$

(2.17) 式の第2個は、臨界角 $\theta = \sin^{-1} \frac{v_s}{v_p}$ によって積分経路が異なり、以下のような P_2 、 t_2 の値をとる。

$$P_2 = \begin{cases} ((t/r)^2 - v_s^{-2})^{1/2} & \sin \theta < v_s/v_p \\ \left[\left(\frac{t/r - (v_s^{-2} - v_p^{-2})^{1/2} \cos \theta}{\sin \theta} \right)^2 - v_p^{-2} \right]^{1/2} & \sin \theta \geq v_s/v_p \end{cases} \quad (2.24)$$

$$t_2 = \begin{cases} r/v_s & \sin \theta < v_s/v_p \\ r/v_p \sin \theta + r(v_s^{-2} - v_p^{-2})^{1/2} \cos \theta & \sin \theta \geq v_s/v_p \end{cases} \quad (2.25)$$

更に、第1項では q は (2.26) 式で

$$q = -t/r \sin \theta + i((t/r)^2 - v_p^{-2} - p^2)^{1/2} \cos \theta \quad (2.26)$$

第2個では q は (2.27) 式で与えられる。

$$q = \begin{cases} -t/r \sin \theta + i((t/r)^2 - v_s^{-2} - p^2)^{1/2} \cos \theta & (t/r)^2 - v_s^{-2} - p^2 > 0 \\ -t/r \sin \theta + (v_s^{-2} - (t/r)^2 + p^2)^{1/2} \cos \theta & (t/r)^2 - v_s^{-2} - p^2 \leq 0 \end{cases} \quad (2.27)$$

2.2.4 Dipole force problem

2.2.4.1 第2種グリーン関数

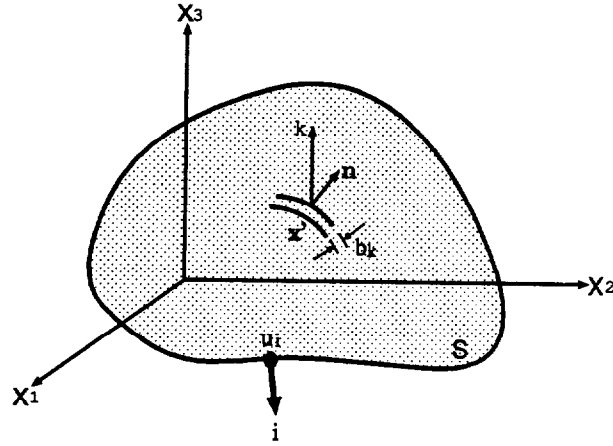


Fig. 2.5 The geometry of dipole source and surface displacement.

Fig. 2.5において、境界 S で囲まれた物体内の点 $\mathbf{x}'$ で、法線ベクトル $\mathbf{n}$ を有する面で $\mathbf{k}$ 方向に変位の不連続量 $b_k(\mathbf{x}', t)$ が生じた時、外表面の点 $\mathbf{x}$ における時刻 t での i 方向の変位 $u_i(\mathbf{x}, t)$ は (2.28) 式で表される。

$$u_i(\mathbf{x}, t) = \int_F T_{ik}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t) * b_k(\mathbf{x}', t) dS \quad (2.28)$$

ベクトル $\mathbf{k}$ 、 $\mathbf{i}$ 、 $\mathbf{n}$ は任意の方向をとれるが、ここでは簡略化のために Fig. 2.5 に示した x_1 、 x_2 、 x_3 のいずれかの方向をとる場合を考え、 x_3 方向の出力に関して (2.24) 式のテンソル表示を書き下すと次式が得られる。

$$T_{31} = \begin{cases} (\lambda + 2\mu)G_{31,1} + \lambda G_{32,2} + \lambda G_{33,3} & \mathbf{n} = (1 \ 0 \ 0) \\ \mu(G_{31,2} + G_{32,1}) & \mathbf{n} = (0 \ 1 \ 0) \\ \mu(G_{31,3} + G_{33,1}) & \mathbf{n} = (0 \ 0 \ 1) \end{cases} \quad (2.29)$$

$$T_{32} = \begin{cases} \mu(G_{32,1} + G_{31,2}) & \mathbf{n} = (1 \ 0 \ 0) \\ \lambda G_{31,1} + (\lambda + 2\mu)G_{32,2} + \lambda G_{33,3} & \mathbf{n} = (0 \ 1 \ 0) \\ \mu(G_{32,3} + G_{33,2}) & \mathbf{n} = (0 \ 0 \ 1) \end{cases} \quad (2.30)$$

$$T_{33} = \begin{cases} \mu(G_{33,1} + G_{31,3}) & \mathbf{n} = (1 \ 0 \ 0) \\ \mu(G_{33,2} + G_{32,3}) & \mathbf{n} = (0 \ 1 \ 0) \\ \lambda G_{31,1} + \lambda G_{32,2} + (\lambda + 2\mu)G_{33,3} & \mathbf{n} = (0 \ 0 \ 1) \end{cases} \quad (2.31)$$

Fig. 2.5 の系において Mode I 型の亀裂が発生する場合には、 $\mathbf{k}$ 、 $\mathbf{i}$ 、 $\mathbf{n}$ はいずれも x_3 方向であるので、 T_{ik} としては (2.31) 第3式 ($\mathbf{n} = (0 \ 0 \ 1)$) が適用される。また割れ発生が微小部分に限られ、入力をクラック体積 $V(\mathbf{x}', t)$ とおく場合、(2.28) 式は (2.32) 式となる。

$$u_3(\mathbf{x}, t) = V(\mathbf{x}', t) * T_{33}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t) \quad (2.32)$$

同様に入力を亀裂進展に伴う解放エネルギー $D(\mathbf{x}', t)$ とすれば (2.33) 式となる [139]。

$$u_3(\mathbf{x}, t) = D(\mathbf{x}', t) * G_{33,3}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t) \quad (2.33)$$

2.3 面外変位計測システム

計測系に線形性があれば、 $y(t)$ は $x(t)$ と (2.3) 式の合成積で関係づけられる。しかし、実際には装置関数が影響を与えるため、モニタリング装置のディスプレイ上の波 $y(t)$ は次式で表される。

$$y(t) = G_{ij}(t) * s(t) * e(t) * x(t) \quad (2.34)$$

ここで $G_{ij}(t)$ は材料のグリーン関数、 $s(t)$ はセンサの応答関数、 $e(t)$ は電気系の応答関数である。本研究で使用する ADAS の計測機器 (ケーブル類、プリアンプ、ディジタイザ) は波形歪みを与えないことは林ら [44] の詳細な研究によって明らかにされているので、 $e(t)$ は無視できる。センサ出力が変位である場合、 $s(t)$ はセンサの較正係数 $C(V/m)$ で置き換えることが可能で (2.34) 式は (2.35) 式のように変換される。

$$y(t) = C \times (G_{ij}(t) * x(t)) \quad (2.35)$$

従って、面外変位を検出できれば、この時考慮すべき応答関数は媒体のグリーン関数のみとなる。

2.3.1 面外変位計測センサ

(2.35) 式を用いて原波形解析を行うために、常温および高温用の面外変位計測センサを試作した。面外変位計測法には 2 つの方法が考えられる。

- (1) センサを振動体に取り付けて、この取付け部とセンサの他の部分との相対運動を検出することによる計測。
- (2) センサの 1 点を空間的に固定された不動点 (基準点) に結合させ、他の 1 点を計測すべき振動体上の点に結合させる計測。

圧電素子を用いた圧電型変位センサは (1) に近いものでセンサを振動体に取り付けて、圧電変換によって機械振動を電気信号に変換する。容量型変位センサは (2) のタイプで、振動体表面を一極とするコンデンサを成形し表面振動による電極間隔の変化を電圧変化として出力する。本研究では、圧電型と容量型の面外変位センサを試作した。

2.3.1.1 常温容量型変位センサ

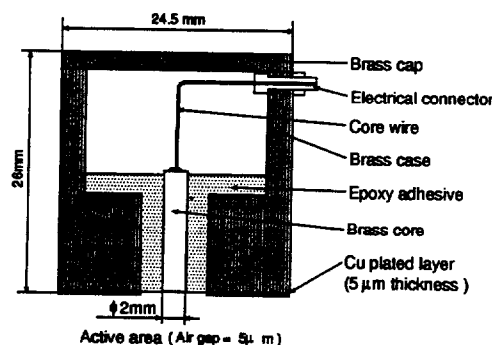


Fig. 2.6 Air-gap type displacement sensor.

エアギャップを用いる容量型センサは、測定物理量が面外変位で、かつ広い周波数帯域で平坦な応答を示す。しかし、バイアス電圧が必要なこと、ノイズ制御が難しいことなどの問題があった。そこで簡便に使用できる小型容量型変位センサ (Fig. 2.6) を試作した。

コンデンサの一極として、直径 $\phi 2\text{mm}$ 、長さ 10mm の黄銅円筒コア (brass core) をエポキシを用いて黄銅ケースの中心に埋め込んだ。接触端面を研磨した後、ケース端面のみに $5\mu\text{m}$ 厚さの銅めっきを施した。このセンサを導電体の振動媒体に取付け、バイアス電圧を印加すると媒体と黄銅コアの間でコンデンサが形成され、媒体の振動は電極間隔の変化すなわち容量変化となって検出される。

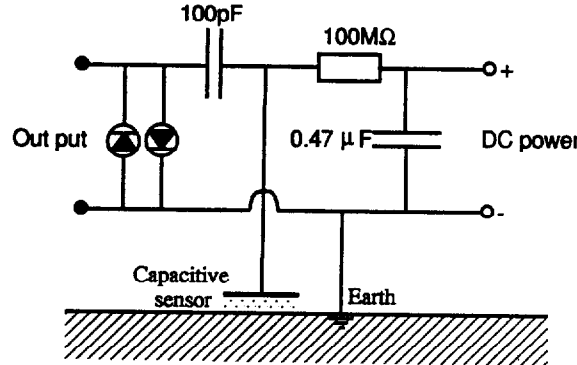


Fig. 2.7 Electric circuit for dielectric capacitive type sensor.

コンデンサ部への電荷の供給は Fig. 2.7 のような電気回路を製作し、電極間に $100\text{M}\Omega$ の抵抗を介して $80 \sim 100\text{V}$ の直流バイアス電圧を印加した。

容量型変位センサにおいては、電荷を q 、コンデンサ容量を c とすると、極板間電圧 V は (2.36) 式で与えられる。

$$q = cV \quad (2.36)$$

(2.36) 式は微分すると (2.37) 式となる。

$$\delta V = (\delta V / \delta c) \delta c + (\delta V / \delta q) \delta q \quad (2.37)$$

電荷 q は高抵抗を介して供給されているため電荷の変化は十分小さいと考えられ、(2.37) 式の右辺第 2 個は無視できる。従って (2.38) 式を得る。

$$\delta V = -(V/c) \delta c \quad (2.38)$$

容量 c は、極板間の距離を ξ 、極板の面積を S 、真空の誘電率を ϵ とすると (2.39) 式で与えられる。

$$c = \epsilon(S/\xi) \quad (2.39)$$

これより

$$\delta c = -(c/\xi) \delta \xi \quad (2.40)$$

(2.38) 式と (2.40) 式より δV は (2.41) 式で与えられる [54]。

$$\delta V = (V/\xi) \delta \xi \quad (2.41)$$

試作した常温用容量型変位センサの場合は、極板間距離が $5\mu\text{m}$ であることから、極板間電圧 100V では変位 10^{-12}m に対し $20\mu\text{V}$ の出力が得られる。

2.3.1.2 耐熱容量型変位センサ

エアギャップ容量型センサは、高温では極板間距離が変化して出力電圧が変化する他、放電などのノイズが大きくなり使用できない。そこで、静電容量膜に非晶質アルミナを用いることによって耐熱容量型変位センサ (Fig. 2.8) を試作した。

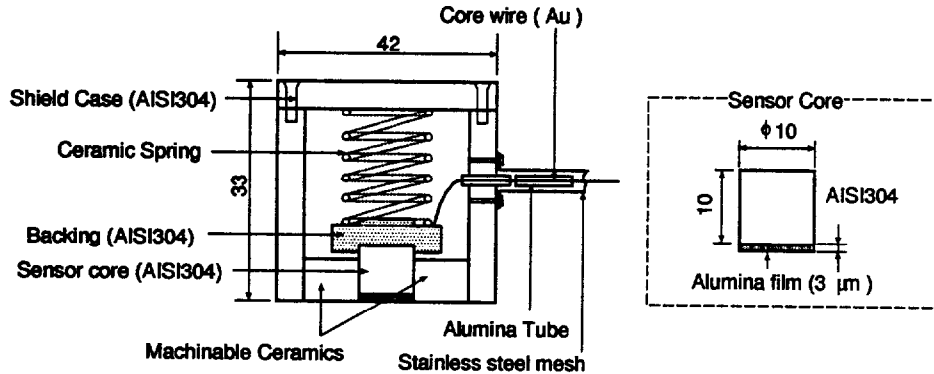


Fig. 2.8 Schematic illustration of capacitive sensor.

センサコアには直径 $\phi 10\text{mm}$ 、長さ 10mm のステンレス丸棒 (AISI304) を用い、その底面にレーザ PVD 法で非晶質アルミナを $3\mu\text{m}$ 蒸着した。非晶質アルミナは絶縁体で、高温でも体積膨張が極めて小さいため耐熱容量型センサの静電容量膜に適している。蒸着は、酸素イオン供給のための ECR イオンガンを併用した Laser PVD 法で、炭酸ガスレーザで焼結アルミナを蒸発させながら対向面にアルミナを堆積した。AE センサはノイズを避けるためにセンサコアはステンレスケースの中央にマシナブルセラミック (石原薬品株式会社; マコール) を用いて保持した。センサコアと被計測面との密着性状を向上するために、コア背面からセラミックスプリングを用いて負荷をかける構造とした。コンデンサ部へのバイアス電圧は 80V を印加した。極板間距離 $3\mu\text{m}$ であることから、変位 10^{-12}m に対し $26.7\mu\text{V}$ の出力が得られる。



Fig. 2.9 Schematic illustration of the heat resistant cable developed.

耐熱ケーブルには MI ケーブル (Mineral Insulated cable の略) などが市販されているが、絶縁抵抗が約 $5\text{M}\Omega$ と低く、フレキシブル構造ではないので配線が困難である。そこで、Fig. 2.9に示すような配線自由度の高い耐熱ケーブルを試作した。芯線には Fe-Cr 線 (ニラコ、 $\phi 400\mu\text{m}$) を用い、アルミナ絶縁管 (外径: 1mm 、内径: $500\mu\text{m}$) でシースしてある。絶縁抵抗はオープン ($\infty\Omega$) で、ステンレスメッシュの周りには環境ノイズの影響を軽減するためにガラス繊維を被覆した。

2.3.1.3 圧電素子を用いた常温変位センサ

圧電素子を用いたセンサは Fig. 2.10に示すような、おもり (質量: m)、バネ (定数: k)、ダンパでき (機械抵抗: r) を組み合わせた振動計の受振部と同様な構造とみなせる。ここで棒とおもりの相対変位を y とすると、静止した系を基準とした棒の変位 x に関して (2.42) 式の非同次微分方程式が成り立つ [140]。

$$m(\ddot{x} + \ddot{y}) + r\dot{y} + ky = 0 \quad (2.42)$$

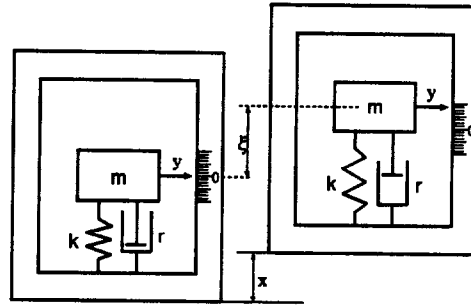


Fig. 2.10 A Model for vibration measurement.

次に被測定振動を正弦振動と仮定すると、 $\dot{x} = j\omega x$ 、 $\omega = 2\pi f$ 、 $j = \sqrt{-1}$ のように表せるので、(2.42) 式を解いて (2.43) 式を得る。

$$y = \frac{(f/f_0)^2}{[1 - (f/f_0)^2] + jQ^{-1}(f/f_0)} \cdot x = K \cdot x \quad (2.43)$$

ここで、 f_0 は圧電型センサの固有振動数を表し、 $f_0 = (1/2\pi)\sqrt{k/m}$ である。また、 $Q = \sqrt{mk/r}$ であるので (2.43) 式に近似処理を施すと (2.44) 式が得られる。

$$\begin{aligned} f \ll f_0 &: y \simeq \left(\frac{f}{f_0}\right)x = -\frac{\ddot{x}}{\omega_0^2} \quad ; \omega_0 = 2\pi f_0 \\ f \simeq f_0 &: y \simeq -jQ\left(\frac{f}{f_0}\right)x = -\frac{Q}{\omega_0} \cdot \dot{x} \\ f \gg f_0 &: y \simeq -x \end{aligned} \quad (2.44)$$

これより、(i) 固有振動数 f_0 に比べて被計測振動数 f が小さい場合は加速度 $\ddot{x}$ に比例する相対変位 y を計測し、(ii) f_0 と f がほぼ等しい場合には速度 $\dot{x}$ に比例する相対変位 y を、(iii) f_0 に比べ、 f が大きい場合は変位 x に比例した相対変位 y を計測する。

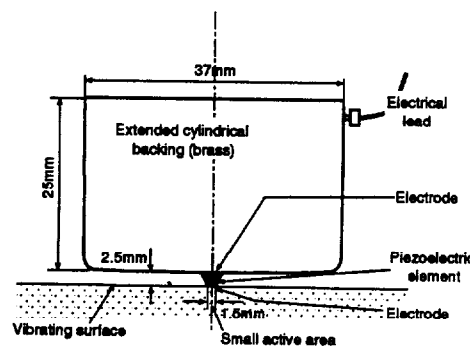


Fig. 2.11 The NBS conical transducer.

AE 波は広い帯域の周波数成分 (数十 kHz から 2MHz) をもつため、正確な変位計測を行うにはセンサの固有振動数を小さくするとともに、共振特性を弱めるように調整されたセンサを用いなければならない。これらの条件を満たすセンサとして米国 NBS で開発された圧電型センサを Fig. 2.11 に示す [146]。圧電素子に対して m が非常に大きいため f_0 は小さく、 f_0 より十分大きな周波数域では変位 x を計測できる。また、数十 $\text{kHz} \sim 1.5\text{MHz}$ でフラットな周波数特性を有している [140]。これと同等の特性をもつセンサが市販されているが、大きな AE 入力によって圧電

素子が破壊しやすい。そこで、チタン酸ジルコン酸鉛 ($\text{Pb}(\text{Zr} \cdot \text{Ti})\text{O}_3$, PZT) 素子を用いて変位感受型センサを試作した。PZT は圧電素子の中でも特に大きな圧電性を示すペロブスカイト型結晶構造をもつ強誘電体の1つである。

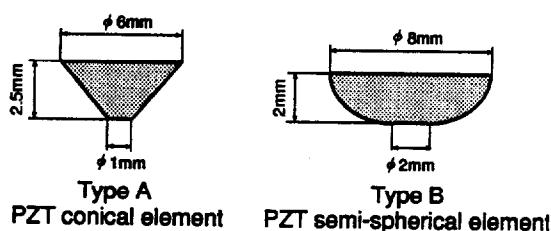


Fig. 2.12 Two types of PZT elements for displacement-sensitive AE sensor. Type A: conical. Type B: semi-spherical.

Fig. 2.12に使用した圧電素子の断面図を示す。タイプA素子はconical形状で受感部は $\phi 1\text{mm}$ である。タイプB素子はsemi-spherical形状で受感部径は $\phi 2\text{mm}$ である。いずれの素子も上下端面に銀電極処理がされている。これらの素子を用いて試作した変位センサの構成図をFig. 2.13に示す。

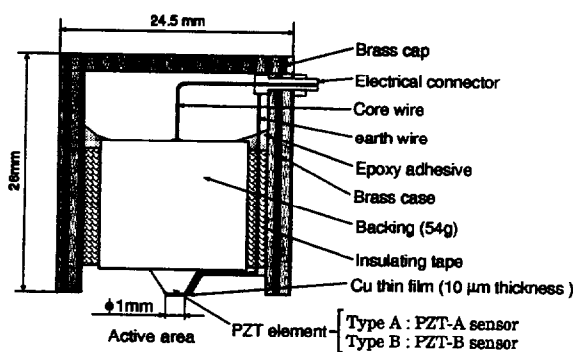


Fig. 2.13 Displacement sensitive AE sensor with a conical-type PZT element.

タイプAの圧電素子を用いたセンサをPZT-Aセンサ、タイプBを用いたセンサをPZT-Bセンサとした。重さ54gのバックリング材(高比重合金, ダイアヘビー H-185; 三菱マテリアル: タングステン97%, ニッケル1.8%, 銅1.2%)に導電性接着材(株式会社 理経, エポテック B9126-8)で圧電素子を圧着し、その反対側から電極をとった。プラスチックのような非導電体の計測を行なうには受感部と媒体の間にアースをとる必要があるため、厚さ $10\mu\text{m}$ 、幅 1mm の銅箔を導電性接着材で圧着した。また、ノイズを除去するために直径 25.4mm 、高さ 26mm の黄銅製のケース内に絶縁テープを巻いたバックリング材を入れた。ケース端面と素子の受感部が同一平面になるように面出しをした後、バックリング上部をエポキシ樹脂で固定した。

2.3.1.4 圧電素子を用いた耐熱型変位センサ

PZTを用いたAEセンサは、PZTのキュリー点とロウ接点に耐熱性がないため、使用温度は約 400K に制限される。一方、ニオブ酸リチウム(NbLiO_3)はキュリー点以下では三方晶系に属する単結晶で、キュリー点は 1483K であり、水晶と同じくらい機械的Qは大きい、周波数定数も大きいので高周波数・広周波数帯域の応答特性を持たせることができる。また、ロウ接点には融点 1100K の活性銀ロウを用いた。ニオブ酸リチウム素子を用いて2種類の耐熱変位センサを試作した。

1つは高感度応答を目的とし、圧電素子を媒体に直接接触させて変位を計測するセンサ (Fig. 2.14) である。このセンサは高感度ではあるが、センサ受感部が外部に露出しているため、高温使用中に受感部に酸化皮膜が発生するため保守が面倒である。一方、2つ目のセンサは圧電素子を含むセンサ全体をステンレスのシールドケースで覆うことにより、取扱の容易な実用型耐熱センサ (Fig. 2.15) とした。

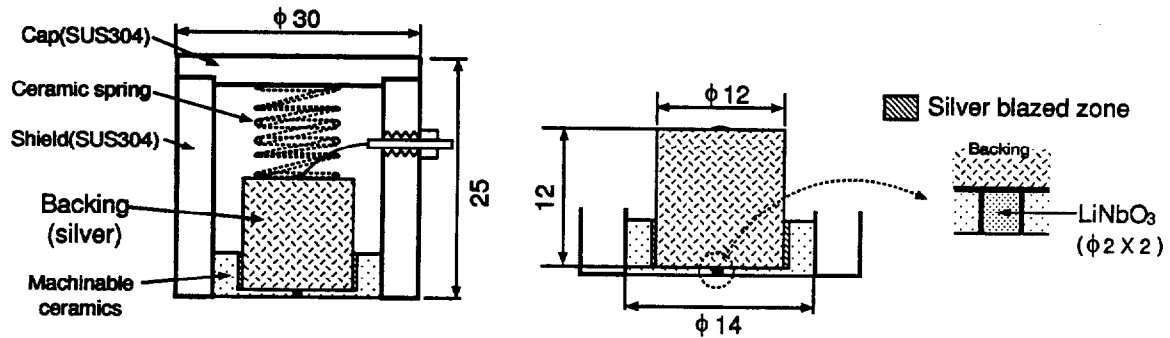


Fig. 2.14 Schematic illustration of LiNbO_3 sensor. (Direct contact type)

ニオブ酸リチウムは双晶構造をもつ単結晶であるため、素子の切出し方向によりその性質が異なる。 $36^\circ Y$ -cut と $0^\circ X$ -cut、 $0^\circ Y$ -cut の素子を検討した結果、活性銀ロウとの接合性の良い $0^\circ Z$ -cut を用いた。素子の応答周波数は AE の周波数特性を考慮して 2MHz とし、素子直径は 2mm とした。バックング材には密度が大きく、ニオブ酸リチウムの音響インピーダンス ($33.5\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^3$) と整合が良い銀 (密度: $10.5 \times 10^3\text{kg}/\text{m}^3$, 音響インピーダンス: $38.9\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^3$) を用いた。バックングの形状は直径 16mm 、長さ 16mm の円柱形状であり、質量は 31g である。受感面以外は直径 30mm 、長さ 30mm のステンレスケースで覆い、バックングの中央に圧電素子を保持するためにマシナブルセラミックスのスペーサを用いた。バックング材、スペーサと圧電素子は活性銀ロウで接合した。バックング面は電解研磨処理を行うことによって感度向上を試みた。バックングにはセラミックススプリングによって背圧を負荷する構造とし、試作耐熱ケーブル (Fig. 2.9) を用いた。

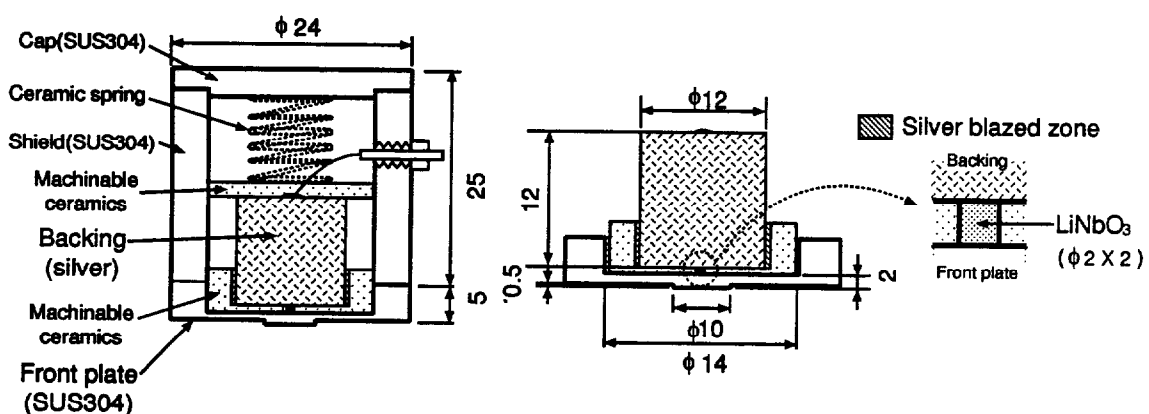


Fig. 2.15 Schematic illustration of LiNbO_3 sensor with front plate

実用型耐熱センサ (Fig. 2.15) は受感面にステンレス前面板を取付けた。圧電素子をバックング材と前面板で挟みこむ様に活性銀ロウ接合するため、センサコア (Fig. 2.15中央) を分離できる構造にして接合作業をしやすくした。前面板厚さはセラミックススプリングによる背圧によって変形しない 2mm とした。また、受感部位置を限定するために $\phi 10\text{mm}$ 、高さ 0.5mm の凸部を設けた。

2.3.2 面外変位計測センサの応答特性

2.3.2.1 常温用変位センサの評価

Fig. 2.16に示した実験装置を用いて、常温用変位センサの応答特性を評価した。試験片表面 (seismic surface あるいは epicentral surface) に変位センサをシリコングリス (信越化学 HIVAC-G) で固定し、 10MHz 広周波数応答をもつプリアンプ (NF 回路設計ブロック 9913, 40dB) で増幅し、メインアンプを含む8チャンネル・マルチディジタイザ (AUTONICS APC810, 分解能 10bit , サンプリングインターバル 50nsec , 1024point) でディジタイズし、GP-IB 回線を介して PC (NEC PC9801-DA, 32bit) に取り込んだ。離散化データはトランシーバケーブル、マルチポートトランシーバ (Alied Telesis Centre COM 810) を介し EWS (SUN IPX or SS20) に転送して解析した。また、必要に応じてイーサネットケーブルを介して LAN 上のスーパーコンピュータ (NEC, SX-1EA) で解析した。

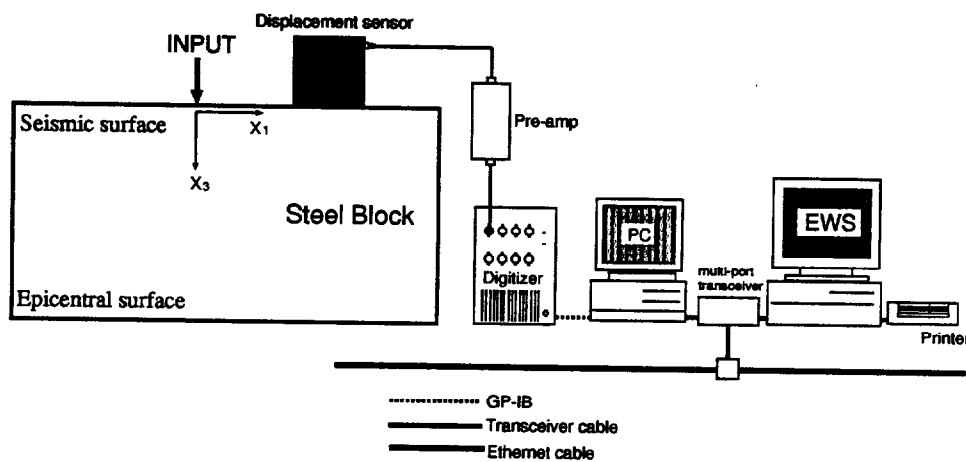


Fig. 2.16 Block diagram for monitoring the out-of-plane displacement due to monopole source.

市販変位センサ (Dunegan, S9208) と試作センサを用いて、 300mm^2 鋼塊上 (縦波速度 $v_p = 5950\text{m/s}$, 横波速度 $v_s = 3240\text{m/s}$, 密度 $\rho = 7.85 \times 10^3 \text{kg/mm}^3$, ヤング率 $E = 210\text{GPa}$) でのシャープペンシルの芯の圧折 (Pentel, 2H, $\phi 0.5\text{mm}$, 芯出し量 2mm , 圧折角約 20° , 伝播距離 20mm) による AE を同一面で測定した。

シャープペンシルの芯の圧折による理論表面変位は、(2.45) 式 [68] で近似した芯圧折の原波形と G_{33} の合成積 ((2.46) 式) で求めた。

$$\frac{\partial x(t)}{\partial t} = \begin{cases} D \cdot \sin^4(\pi t/T_d) & \text{for } 0 \leq t \leq T_d \\ 0 & \text{for } T_d \geq 0 \end{cases} \quad (2.45)$$

$$u_3(x, t) = G_{33}(x, t : x', t') * D(x', t') \quad (2.46)$$

立上り時間 T_d を $1\mu\text{s}$ 、解放力 D を 3.5N [147] とした原波形 $x(t)$ を Fig. 2.17-(a) に示す。また、(b) にはグリーン関数 G_{33}^H を、(c) には計算面外変位を示す。図中 P, S, R はそれぞれ縦波 (P 波)、横波 (S 波)、表面波 (Rayleigh 波) に対応する。Surface impulse deconvolution 法 [43] に従って、R 波到達以降の定常部分の変位 $2.46 \times 10^{-10}\text{m}$ とセンサ出力電圧の比をとってセンサ 較正値を求めた。

4 種類の変位センサを用いて検出した波形を Fig. 2.18 に比較して示す。いずれの検出波も R 波到着以前は Fig. 2.17-(c) のシミュレーション変位と良く一致することから正確な変位を検出していることが判る。図中にセンサの較正値を示した。また容量型センサに関しては (2.41) 式から求めた変位を図中 [] に示した。PZT-B センサ (c) は S9208(a)

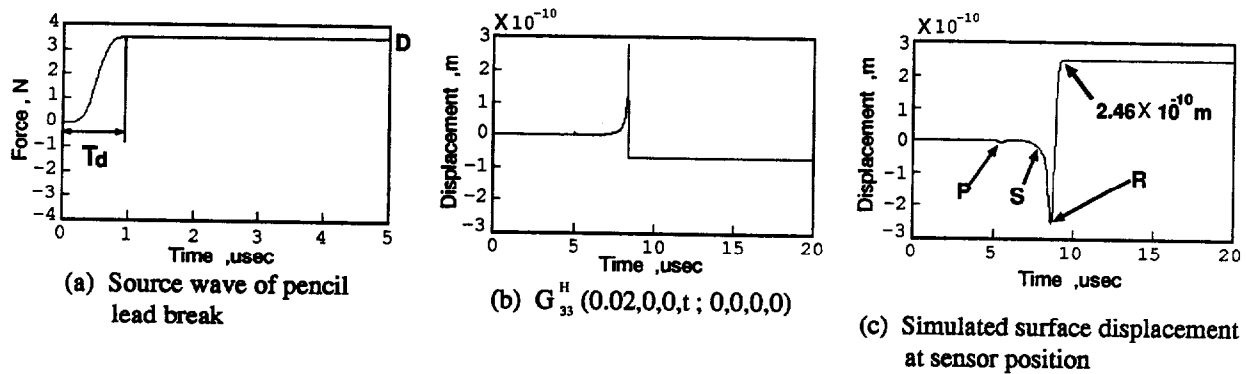


Fig. 2.17 Procedure for simulating the out-of-plane displacement at sensor position due to pencil lead break.

に比べて出力は大きい、R波以降の波形がシミュレーションと異なっている。これは、PZTとバッキングとの音響インピーダンス整合が悪く、リングングが発生したものと推定される。PZT-A センサ (b) は S9208(a) に比べて出力電圧は約半分であるが、面外変位を最も正しく計測しており、受感部直径も小さいことから本研究では PZT-A センサを用いた。

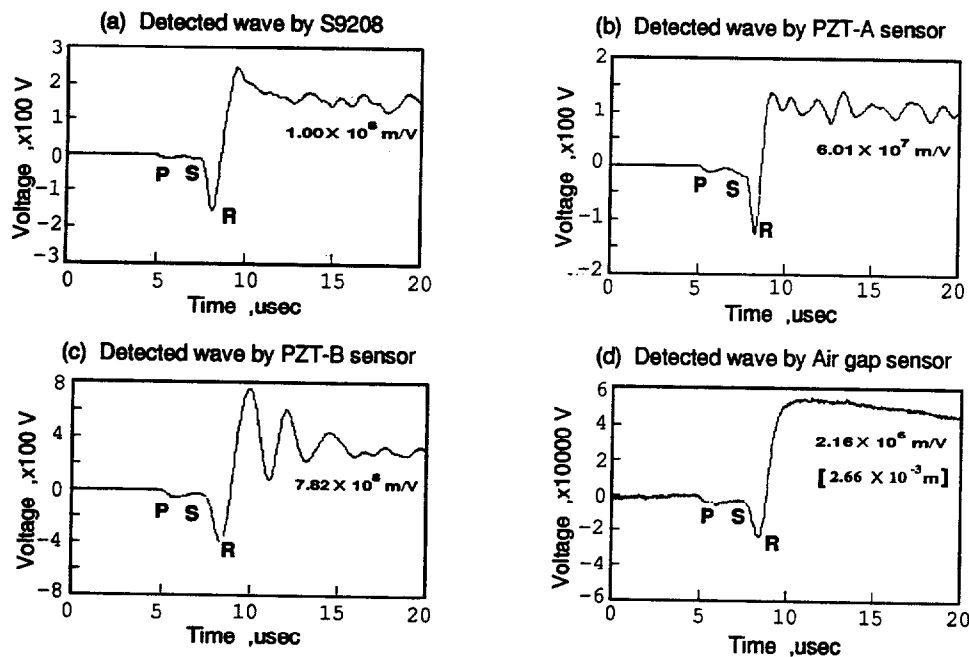


Fig. 2.18 Out-of-plane displacement due to pencil lead break.

2.3.2.2 耐熱変位センサの評価

Fig. 2.19に示した実験装置を用いて、耐熱変位センサの応答特性を評価した。媒体には $180\text{mm}^W \times 150\text{mm}^L \times 50\text{mm}^H$ のステンレス鋼 (SUS304) を使い、2本のチューブヒータ (WATLOW, Firerod, 240V, 2kW) を挿入した。媒体温度は熱電対 (K型) によって計測した。音源にはシャープペンシルの芯の圧折を用いた。耐熱容量型変位センサには 80V のバイアス電圧を印加し、圧電型変位センサは高温用接触媒質 (石川播磨検査計測株式会社, HTC H-03, 最高使用温度: 1073K) を用いて媒体へ取付けた。

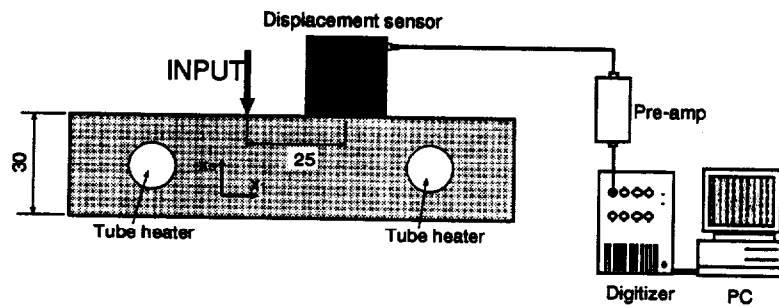


Fig. 2.19 Experimental setup for calibration of heat resistant AE sensor.

耐熱容量型変位センサ

Fig. 2.20に計測結果を示す。(a)は300Kで、(b)は773Kでの検出波を示し、上の図はシミュレーション変位を示す。773Kでの変位シミュレーションは粘弾性を考慮した計算で求めているが、詳細は次節で述べる。いずれの温度においても、検出波とシミュレーション波は良く一致し、リングングはみられなかった。300Kから800Kまでのセンサ較正值をFig. 2.21に示す。感度は温度とともに増加したが、773K以上では一定値を示す傾向がみられた。

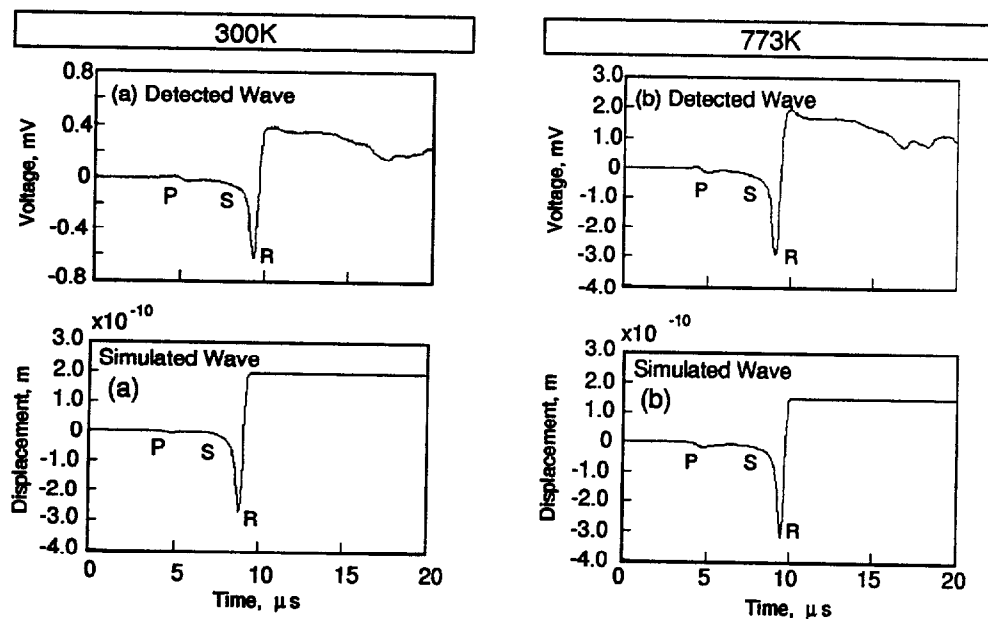


Fig. 2.20 Comparison between the computed out-of-plane displacement and waves detected by capacitive sensor at 300K and 773K.

耐熱圧電型変位センサ

ニオブ酸リチウム素子を直接媒体へ接触させるセンサの300Kから873Kまでの検出波をFig. 2.22に示す。いずれの温度においても面外変位を計測している。400～500Kで感度が若干下がったが、これは高温用接触媒質に含まれる水分が蒸発するためと考えられ、この温度域を越えて水分が蒸発すれば問題はない。

前面板を有する実用型センサの300Kから873Kまでの検出波をFig. 2.23に示す。473K以下では変位を計測しているが、それ以上の温度になると波形は面外変位の時間微分波形(変位の速度成分)を呈するようになる。この原因は明らかではないが、前面板を介することによってセンサの固有振動数が増大したためと思われる。

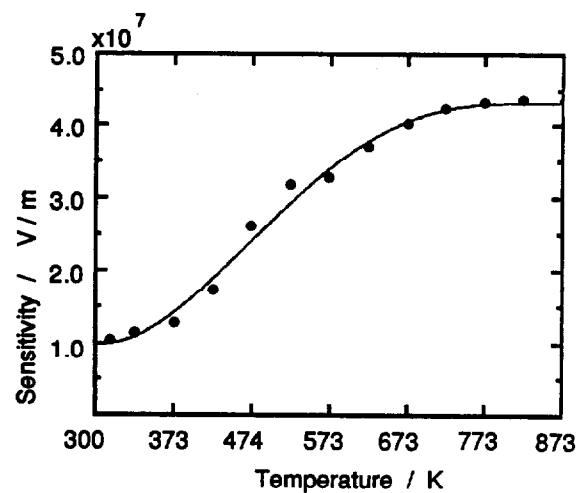


Fig. 2.21 Temperature dependence of the capacitive sensor's sensitivity.

以上の結果より、直接接触タイプは高温環境で実用できるが、実用型センサの耐熱性は十分とはいえなかった。しかし、直接接触タイプにみられたような温度上昇中の感度低下もなく安定性に優れ、取扱も容易である。今後、パッキング形状などを改良することによって更に高温の計測ができると考える。

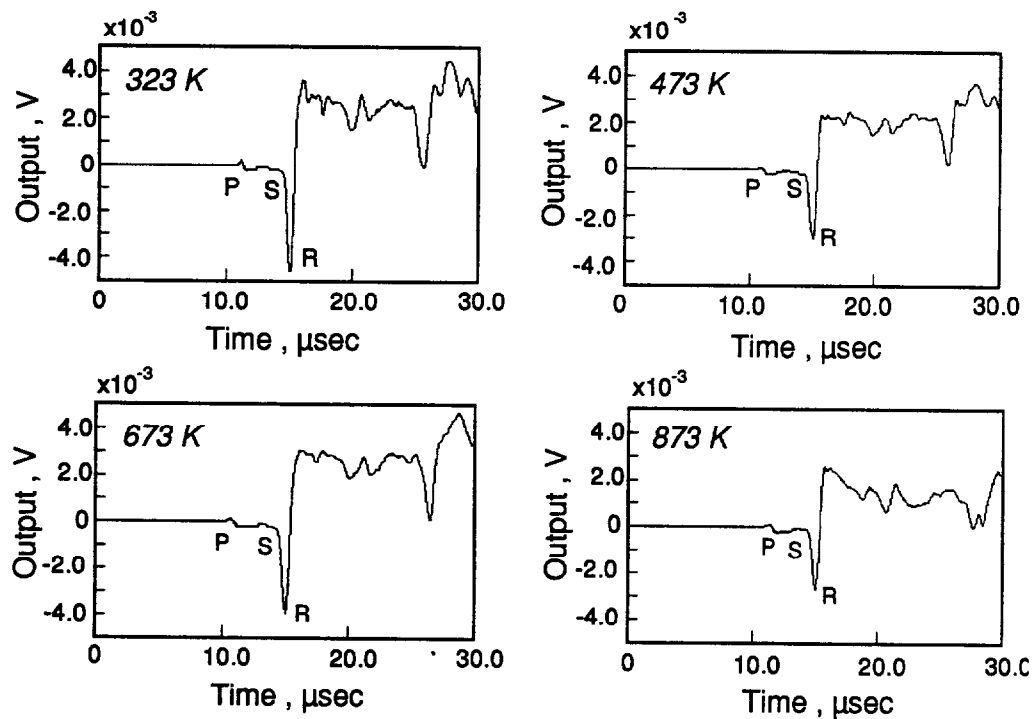


Fig. 2.22 Seismic response monitored by a heat-resistant LiNbO_3 sensor (direct contact type). Source: pencil lead break on a hot medium.

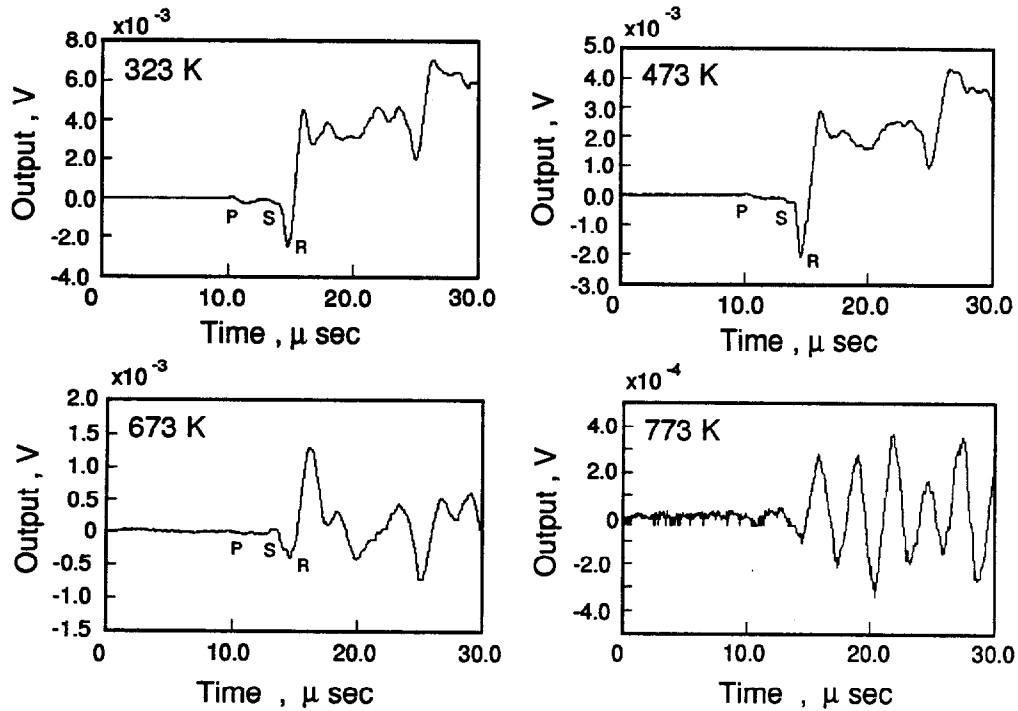


Fig. 2.23 Seismic response monitored by a heat-resistant LiNbO_3 sensor (direct contact type). Source: pencil lead break on a hot medium.

2.4 粘弾性波動逆解析法

はじめに、弾性体と等方弾性体の応答の違いを比較する。Fig. 2.24のように板厚 20mm の PMMA 上でシャープペンシルの芯を圧折し、震央に取付けた変位センサで面外変位を計測した。PMMA を等方弾性体と仮定して (縦波速度 $v_p = 2750\text{m/s}$, 横波速度 $v_s = 1380\text{m/s}$, 密度 $\rho = 1.19 \times 10^3\text{kg/mm}^3$) 求めたシミュレーション波と検出波を Fig. 2.25 に比較して示す。

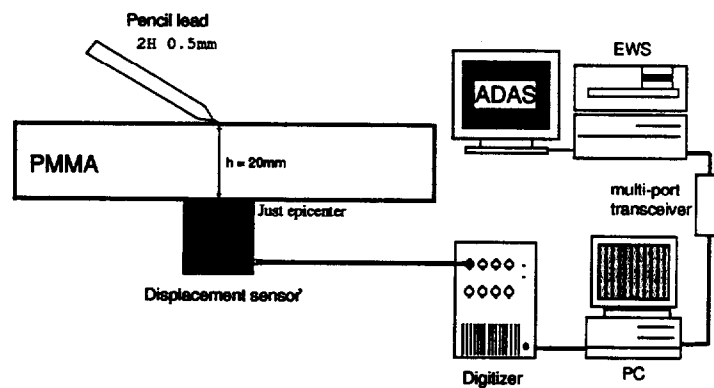


Fig. 2.24 Experimental setup for measuring the epicentral response to pencil lead break.

シミュレーション P 波の変位が $3.4 \times 10^{-9}\text{m}$ であるのに対し、検出波のそれは $7.7 \times 10^{-10}\text{m}$ で約 1/4 になっている。また、シミュレーション P 波の立上り時間が $0.65\mu\text{s}$ であるのに対し、検出波のそれは $1.95\mu\text{s}$ で約 3 倍になっている。前者は弾性波の減衰現象、後者は時間緩和現象による。従って、粘弾性体中での破壊による AE 波の弾性波解析では、波動減衰と時間緩和を補正した解析を行わなければならないので、これらの補正法について以下に述べる。

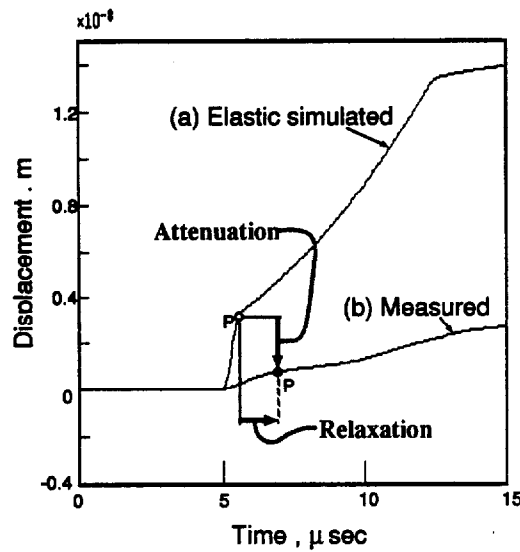


Fig. 2.25 Comparison of elastodynamic response for elastic body(a) and out-of-plane displacement(b) monitored for PMMA.

2.4.1 波動減衰補正項

Fig. 2.26に示すように、弾性波が媒体中を距離 x まで伝播した時の振幅を $\xi(x)$ とする。更に $x + \Delta x$ まで伝播したとき振幅が $\xi(x + \Delta x)$ に減少したとし、減少の割合が Δx に比例するものとする (2.47) 式の関係式が成立する。

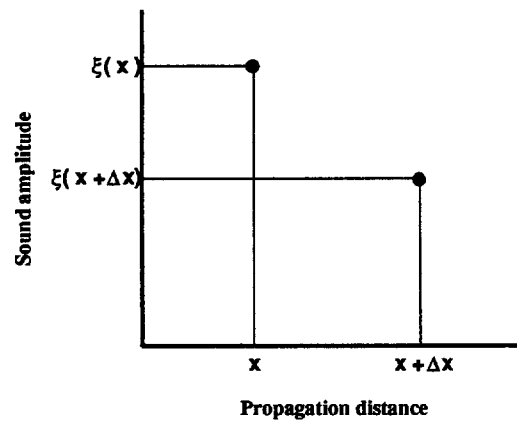


Fig. 2.26 Schematic illustration of wave amplitude with propagation distance.

$$\frac{\xi(x) - \xi(x + \Delta x)}{\xi(x)} = \alpha \Delta x \quad (2.47)$$

ここで、 α は減衰率である。 Δx は微小であるから上式は (2.48) 式に書き換えられる。

$$\frac{d\xi(x)}{\xi(x)} = -\alpha dx \quad (2.48)$$

α が x に無関係、すなわち、理想的平面波で材料が均質であるとすれば、(2.48) 式は簡単に積分可能であり、 $\xi(0) = \xi_0$ とおけば (2.49) 式は次式となる。

$$\xi(x) = \xi_0 \exp(-\alpha x) \quad (2.49)$$

粘弾性体については、波動減衰の補正項として (2.49) 式を (2.46) 式に導入して補正する。P 波の減衰 (α_p) のみを考慮すると、減衰項を導入した後の変位は (2.50) 式となる。

$$u_i(x, t) = \exp[-\alpha_p(x - x')] \times G_{ij}(x, t : x', t') * D(x', t') \quad (2.50)$$

($x - x'$) は音源と検出点との距離 (2cm) で、 α_p は第4章で述べる水浸多重反射法によって測定し、 $1\text{MHz} \sim 2\text{MHz}$ では 0.73Np/cm であった。Fig. 2.25に示したシミュレーション P 波の変位に減衰の補正項 $\exp(-0.73 \times 2.0) = 0.23$ を乗じると検出波のそれとほぼ一致する。すなわち波動減衰はこの補正項によって補正できる。

2.4.2 時間緩和補正項

時間緩和現象はコーネル大学の研究グループが発表している numerical double inverse transformation を用いる表面変位の解で検討されている。文献 [90][91] によれば、緩和時間 (relaxation time) を τ 、緩和強さ (relaxation strength) を ε とする Maxwell-Voigt モデル粘弾性体を考えると、P 波速度 C_p 、S 波速度 C_s は角周波数 ω の関数として次のように与えられる。

$$C_s(\omega) = \frac{C_s(0)\sqrt{1+\varepsilon}}{\sqrt{1+\varepsilon/(1-i\omega\tau)}} \quad (2.51)$$

$$C_p(\omega) = C_p(0) \sqrt{1 - \left(\frac{4}{3}\right) i\omega\tau\varepsilon \left(\frac{C_s^2(0)}{C_p^2(0)}\right) (1 - i\omega\tau + \varepsilon)^{-1}} \quad (2.52)$$

音速の周波数依存性のために、従来の波動伝播解析に用いられている Cagniard 法を用いることはできない。そこで、Achenbach[141]に従って、Hankel 積分変換と Fourier 変換を同時に施す numerical double inverse transformation を用いて時間領域での理論表面変位を求める。Hankel 積分変換と Fourier 変換は次のように定義される。

$$\begin{aligned} \hat{f}(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \exp(i\omega t) dt \\ \bar{f}^{H0} &= \int_0^{\infty} J_0(kr) f(r) r dr \\ \bar{f}^{H1} &= \int_0^{\infty} J_1(kr) f(r) r dr \end{aligned} \quad (2.53)$$

均一無限平板の任意の点に外力 (monopole force) が作用した時、同一面 (seismic surface) あるいは反対面 (epi-central surface) の変位を考える。厚さ $2h (= H)$ 、自由表面 $z = \pm h$ の Fig. 2.27に示すような系の z 軸方向に (2.54) 式の様なステップ力を入力する。

$$\tau_{zz} = -\frac{1}{2\pi r} F H(t) \delta(r) \quad (2.54)$$

一方、半径方向の変位 u 、垂直方向の変位 w は displacement potential ϕ 、 ψ を用いて次の様に表される。

$$\begin{aligned} u &= \frac{\partial \phi}{\partial r} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \\ w &= \frac{\partial \phi}{\partial z} + \left(\frac{1}{r}\right) \frac{\partial(r\psi)}{\partial r} \end{aligned} \quad (2.55)$$

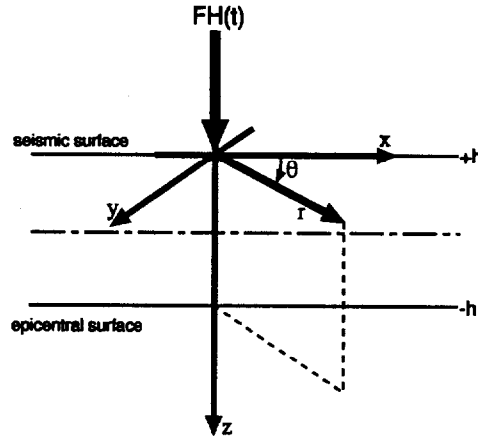


Fig. 2.27 Point loading on semi-infinite layer.

(2.55) 式に Hankel 積分変換と Fourier 変換を同時に施すと次の様に変換えられる。

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 \bar{\phi}^{H0}}{\partial z^2} + \alpha^2 \bar{\phi}^{H0} &= 0 \\ \frac{\partial^2 \bar{\psi}^{H1}}{\partial z^2} + \beta^2 \bar{\psi}^{H1} &= 0\end{aligned}\quad (2.56)$$

ここで α 、 β は次式で与えられ、 k は Hankel transform variable である。

$$\begin{aligned}\alpha^2 &= \omega^2 / C_p^2(\omega) - k^2 \\ \beta^2 &= \omega^2 / C_s^2(\omega) - k^2\end{aligned}\quad (2.57)$$

(2.56) 式の一般解は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}\bar{\phi}^{H0} &= A \cos \alpha z + C \sin \alpha z \\ \bar{\psi}^{H1} &= B \sin \beta z + D \cos \beta z\end{aligned}\quad (2.58)$$

$\bar{\tau}_{zz}^{H0}$ が $z = h$ の時 $-(i/2\pi\omega)F$ 、 $z = -h$ の時 0 になる境界条件と、 $z = \pm h$ の時 $\bar{\tau}_{zr}^{H1} = 0$ の境界条件から

$$\begin{aligned}A &= Q(2k^2 - \omega^2 / C_s^2) \sin \beta h / R_s \\ B &= Q 2k \alpha \sin \alpha h / R_s \\ C &= Q(2k^2 - \omega^2 / C_s^2) \cos \beta h / R_a \\ D &= Q(-2k \alpha \cos \alpha h) / R_a\end{aligned}\quad (2.59)$$

ここで $Q = -(i/4\pi\omega\mu)F$ 、 R_s 、 R_a は対称、非対称の Rayleigh lamb 関数で (2.60) 式のように与えられる。

$$\begin{aligned}
R_s &= (2k^2 - \omega^2/C_s^2)^2 \cos\alpha h \sin\beta h + 4k^2 \alpha \beta \sin\alpha h \cos\beta h \\
R_a &= (2k^2 - \omega^2/C_s^2)^2 \sin\alpha h \cos\beta h + 4k^2 \alpha \beta \cos\alpha h \sin\beta h
\end{aligned} \quad (2.60)$$

Fig. 2.27の様な系の垂直方向の変位 w は displacement potential を用いて表せ、(2.58) 式の結果を用いて次式のように書き換えられる。

$$\begin{aligned}
\bar{\omega}^{H0} &= \frac{d\bar{\phi}^{H0}}{dz} + k\bar{\psi}^{H1} \\
&= kB\sin\beta z - A\alpha\sin\alpha z + kD\cos\beta z + C\alpha\cos\alpha z
\end{aligned} \quad (2.61)$$

ここで、 z 軸が $\pm h$ 、震央からの距離を r として、逆 Hankel 積分変換を施すと、Fourier 変換のみを施した垂直方向の変位 w は次の様に表される。

$$\hat{w}|_{(z=\pm h, r, \omega)} = -Q \frac{\omega^2}{C_s^2} \int_0^\infty k \alpha J_0(kr) \left(\pm \frac{\sin\beta h \sin\alpha h}{R_s} + \frac{\cos\beta h \cos\alpha h}{R_a} \right) dk \quad (2.62)$$

(2.62) 式は P 波成分と S 波成分に分離することができ、epicenter surface ($z = -h$) での各々の変位は次のように与えられる。

$$\hat{w}_{1P}|_{(z=-h, r, \omega)} = Q \frac{4i\omega^2}{C_s^2(\omega)} \int_0^\infty \alpha k dk \exp(2i\alpha h) J_0(kr) \left(\frac{(2k^2 - \omega^2/C_s^2(\omega))^2}{[(2k^2 - \omega^2/C_s^2(\omega))^2 + 4k^2 \alpha \beta]^2} \right) \quad (2.63)$$

$$\hat{w}_{1S}|_{(z=-h, r, \omega)} = -Q \frac{16i\omega^2}{C_s^2(\omega)} \int_0^\infty \alpha k dk \exp(2i\beta h) J_0(kr) \left(\frac{k^2 \alpha \beta}{[(2k^2 - \omega^2/C_s^2(\omega))^2 + 4k^2 \alpha \beta]^2} \right) \quad (2.64)$$

(2.63), (2.64) 式を解くことで、緩和時間 τ 、緩和強度 ε のモデル粘弾性体の monopole 現象の理論表面変位を得ることができる。しかし、(2.62), (2.63) 式は複素数積分を含み、更に逆 Fourier 変換を施さなければ時間領域での変位を求めることができず、この式の演算プログラムは発表されていない。また、dipole 問題に対する解も与えられていないため、報告されている演算結果をもとに粘弾性体内部の時間緩和現象を誘発する部分の抽出を試みた。

コーネル大学の研究グループは $H = 2\text{cm}$ 、 $C_p(0) = 6000\text{m/s}$ 、 $C_s(0) = 3000\text{m/s}$ 、 $\tau = 0.17\mu\text{s}$ 、 $\varepsilon = 0.2$ のモデル粘弾性体の heaviside step に対する震央 (just-epicenter) での理論表面変位を (2.51), (2.52), (2.63), (2.64) 式を用いて Fig. 2.28-(a) のように報告している。そこで、これを heaviside step で逆合成積すると Fig. 2.28-(b) のようになる。更に、Fig. 2.28-(a) と同じ条件のグリーン関数は Fig. 2.28-(c) で与えられる。(b) を (c) で逆合成積すると (d) のような成分が残る。これは時間緩和を誘発している成分で、以降は緩和関数 (relaxation function) $R(t)$ と呼ぶ。 $R(t)$ を τ と ε を用いて近似した。

Fig. 2.29に示すような2つの関数、 $f(t)$ と $g(t)$ を次のように定義する。

$$f(t) = \varepsilon_0 \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \right) \quad (2.65)$$

$$g(t) = \varepsilon_0 \left(\exp\frac{t_0 - t}{\tau} \right) \quad (2.66)$$

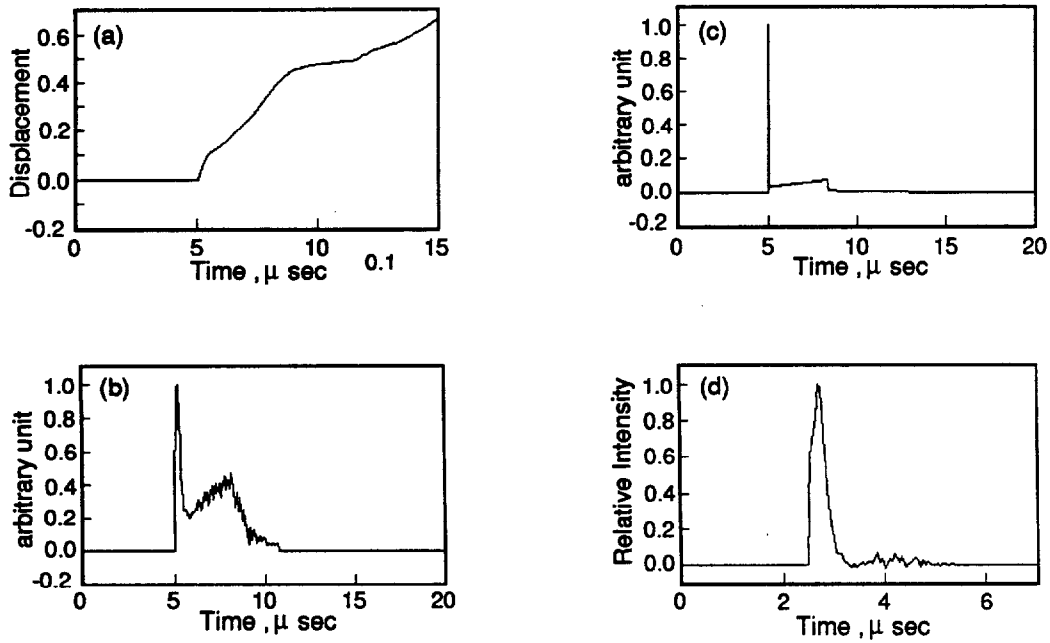


Fig. 2.28 Procedure for estimating a relaxation function $R(t)$. (a): Theoretical epicentral displacement to Heaviside force input for viscoelastic medium with $\tau = 0.17\mu\text{s}$, $\varepsilon = 0.2$. (b): Transfer function $G_{v,e}^H$ of viscoelastic medium deduced by the deconvolution of wave(a) by a step force. (c): Heaviside Green's function G_{ij}^H for elastic medium. (d): Extracted relaxation function $R(t)$ for a viscoelastic medium.

$f(t), g(t)$ は各々単純な線形粘弾性 Voigt モデルのクリープ曲線と Maxwell モデルの応力緩和曲線によく似ている。 $\varepsilon_a = \varepsilon\varepsilon_0$, $t_b - t_a = \tau$ の2つの拘束条件を満たすように ε_0 と t_0 を決定すると、図中太線で示した曲線は (2.67), (2.68) 式で与えられる。これを $R(t)$ と定義した。

$$R(t) = \begin{cases} \varepsilon_0 \{1 - \exp(-t/\tau)\} & : 0 \leq t \leq -\tau \ln(1 - 1/\varepsilon_0) \\ \varepsilon_0 \exp\left\{\ln\left(\frac{1}{\varepsilon_0 - 1}\right) - t/\tau\right\} & : -\tau \ln(1 - 1/\varepsilon_0) < t \end{cases} \quad (2.67)$$

$$\varepsilon_0 = 1/\exp(1 + \ln \varepsilon) \quad (2.68)$$

(2.67), (2.68) 式で定義した $R(t)$ に $\tau = 0.17\mu\text{s}$, $\varepsilon = 0.2$ を代入した結果を Fig. 2.30-(b) に示す。逆合積演算によって求めた Fig. 2.28-(d) と良く一致している。このことから粘弾性体の時間緩和挙動は $R(t)$ を用いて補正できるものと考え、波動減衰と時間緩和を考慮に入れた拡張式に展開して (2.69) 式を得る。

$$\bar{u}_i(x, t) = \exp[-\alpha(x - x')] \times G_{ij}(x, t; x', t') * D(x', t') * R(t) \quad (2.69)$$

次に τ と ε を求める方法について説明する。文献 [90][91] によると粘弾性体においては、Kramers-Kronig の関係から減衰率の角周波数関数 $\alpha(\omega)$ と位相速度の角周波数関数 $v(\omega)$ は (2.51), (2.52) 式を用いて各々 (2.70), (2.71) 式のように与えられる。

$$\alpha(\omega) = \omega \left[\text{Im} \left\{ \frac{1}{C(\omega)} \right\} \right] \quad (2.70)$$

$$v(\omega) = \left[\text{Re} \left\{ \frac{1}{C(\omega)} \right\} \right]^{-1} \quad (2.71)$$

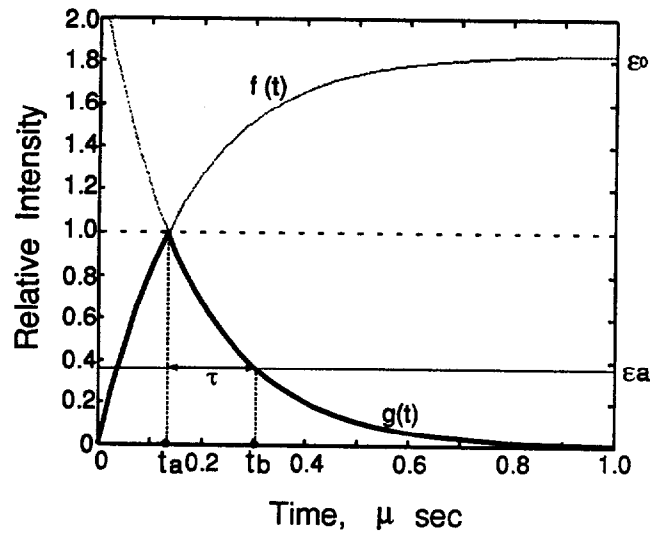
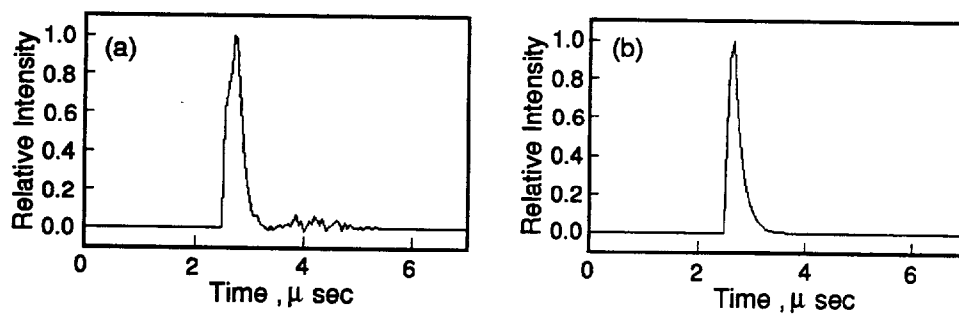
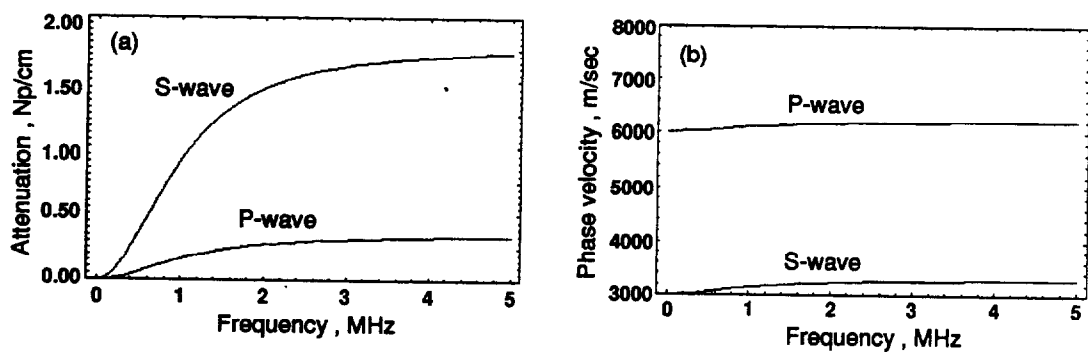


Fig. 2.29 Relaxation function for a viscoelastic medium.

Fig. 2.30 Comparison of deduced relaxation function((a), Fig. 2.28-(d)) with the constructed one (b) with $\tau = 0.17\mu s$ and $\varepsilon = 0.2$.

一例として Fig. 2.31 に $\tau = 0.17\mu s, \varepsilon = 0.2$ の減衰率 (a) と位相速度 (b) の周波数依存性 ($\omega = 2\pi f$) を示す。これらのことから材料の減衰率、あるいは位相速度を測定することができれば τ と ε が決定でき、(2.69) 式によって粘弾性体の弾性波解析ができる。

Fig. 2.31 Attenuation and phase velocity as a function of frequency for a viscoelastic medium with relaxation time τ of $0.17\mu s$ and relaxation strength ε of 0.2

水浸多重反射法を用いた PMMA の減衰率の周波数依存性 (後述する Fig. 4.2-(a)) から $\tau = 0.15\mu s$ 、 $\varepsilon = 0.23$ を得た。 $R(t)$ は Fig. 2.32-(c) のようになる。 Fig. 2.32-(a),(b) にそれぞれシャープペンシルの芯の圧折の原波形とグリーン関数 G_{ij} を示す。 (2.69) 式で計算された変位は Fig. 2.32-(d) のようになり、検出波 (Fig. 2.33) の P 波と一致する。但し、S 波の減衰、時間緩和の補正は考慮されていないので誤差が生じている。

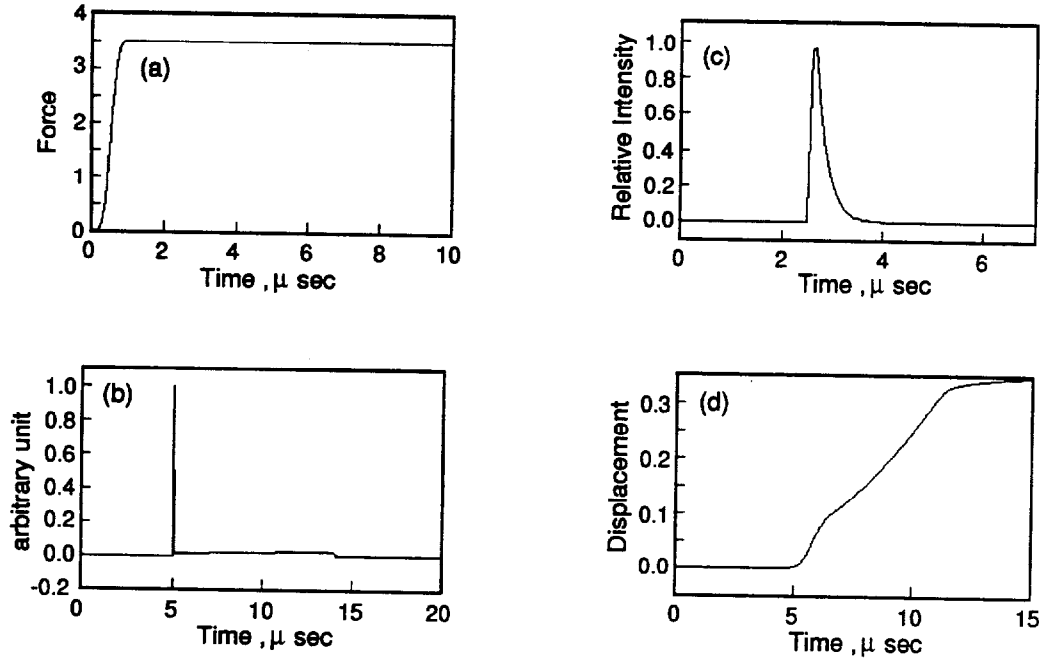


Fig. 2.32 Procedure for estimating the viscoelastic wave response for PMMA. (a): source wave of pencil lead break, (b): Green's function for elastic medium, (c) relaxation function ($\tau = 0.15\mu s$, $\varepsilon = 0.23$) (d): simulated displacements at just-epicenter.

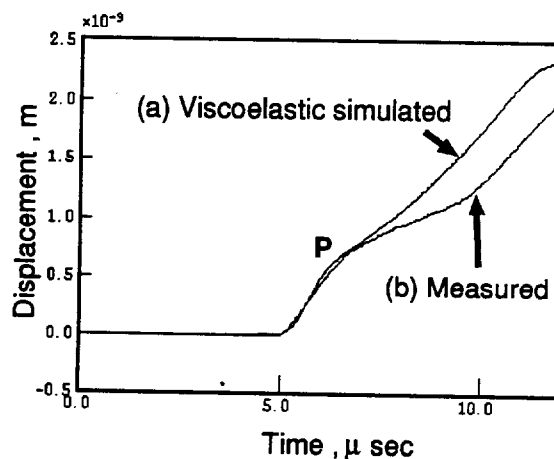


Fig. 2.33 Comparison of simulated out-of-plane displacement (a) with measured one (b) for PMMA.

次にモデル GFRP 試験片のマトリックスとして用いたエポキシ樹脂に対して、(2.69) 式の妥当性を検討した。

Fig. 2.34に示すように、板厚 $10mm (= h)$ のエポキシ上でシャープペンシルの芯の圧折し、1h-off-epicenter での変位を比較する。等方弾性体を仮定 (縦波速度 $v_p = 2410m/s$ 、横波速度 $v_s = 1160m/s$ 、密度 $\rho = 1.13 \times 10^3 kg/mm^3$) したシミュレーション面外変位と、検出波を Fig. 2.35に示す。

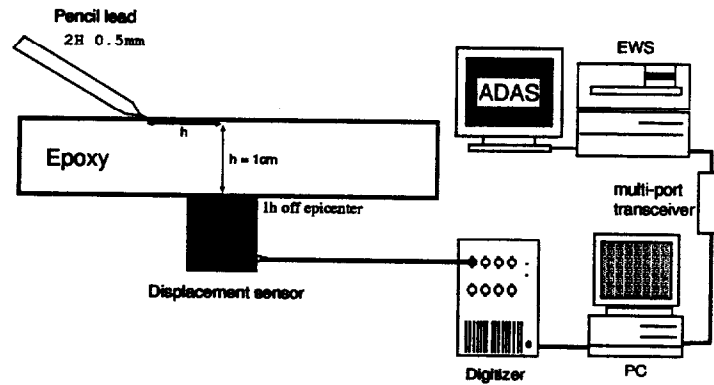


Fig. 2.34 Experimental setup for measuring the displacement at 1h-off-epicentral surface ($h = 10\text{mm}$).

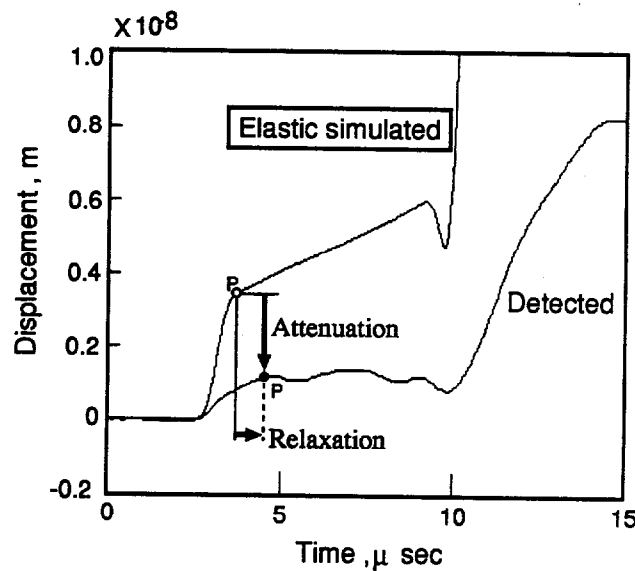


Fig. 2.35 Comparison of elastodynamic displacement(a) with detected wave(b) due to pencil lead break on an epoxy medium.

エポキシの減衰率を第4章で述べる point-source/point-reciever method(PS/PR 法) によって求めると α は 0.75 Np/cm となり、またこの周波数依存性を (2.70) 式に近似すると緩和時間 $\tau = 0.16\mu\text{s}$ 、緩和強度 $\varepsilon = 0.28$ が求まる。 $R(t)$ は Fig. 2.36 のようになり、(2.69) 式によって表面変位を計算した結果を Fig. 2.37 に示した。次に、(2.69) 式の考え方が正しいか否かについて弾性波伝搬理論に基づいて検証をする。

等方弾性体を伝搬する平面調和波 u は (2.72) 式のように与えられる。

$$u = A \exp[-i\omega(t - x/v_0)] \quad (2.72)$$

ここで A は振幅、 ω は角周波数である。また v_0 は位相速度であり、等方弾性体では定数である。上式から $x = d$ の位置での等方弾性体の表面変位 $u(d, t)$ は、異なる周波数の調和波を全て重ね合わせることによって (2.73) 式で与えられる。

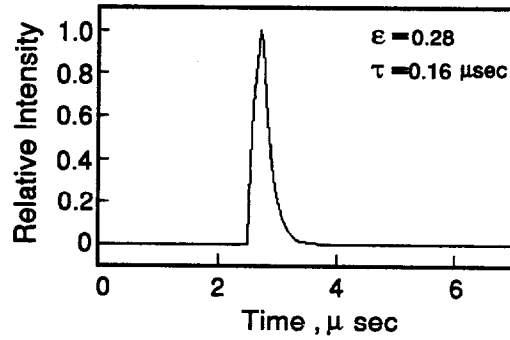


Fig. 2.36 Relaxation function for epoxy.

$$u(d, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega) \exp[-i\omega(t - d/v_0)] d\omega \quad (2.73)$$

$A(\omega)$ は振幅の周波数スペクトラムである。(2.73) 式をフーリエ変換すると次式を得る [82]。

$$U(d, \omega) = A(\omega) \exp[i\omega d/v_0] \quad (2.74)$$

$$= |U(d, \omega)| \exp[i\varphi(d, \omega)] \quad (2.75)$$

ここで $U(d, \omega)$ は $u(d, t)$ の周波数スペクトラムであり、 $\varphi(d, \omega)$ は $u(d, t)$ の位相スペクトラムである。(2.74), (2.75) 式より $A(\omega)$ は次のように与えられる。

$$A(\omega) = |U(d, \omega)| \exp\{i[\varphi(d, \omega) - \omega d/v_0]\} \quad (2.76)$$

次に波動分散、減衰の項を導入し粘弾性体に拡張する。減衰定数 α と位相速度 $v(\omega)$ を用いた拡張後の変位の周波数スペクトラム $U'(d, \omega)$ は次のように与えられる。

$$U'(d, \omega) = A(\omega) \exp[-\alpha d] \exp[i\omega d/v(\omega)] \quad (2.77)$$

$$= |U'(d, \omega)| \exp[i\varphi'(d, \omega)] \quad (2.78)$$

ここで $\varphi'(d, \omega)$ は拡張後の位相スペクトラムである。(2.76), (2.77), (2.78) 式から粘弾性体の理論表面変位の周波数スペクトラムは (2.79) 式となる。

$$U'(d, \omega) = |U(d, \omega)| \exp[-\alpha d] \times \exp\{i[\varphi(d, \omega) + \omega d/v(\omega) - \omega d/v_0]\} \quad (2.79)$$

(2.79) 式を逆フーリエ変換して粘弾性体の変位 $u'(b, t)$ を求めることができる。この場合、P 波と S 波の減衰、分散はそれぞれ異なるため、P 波の変位 u'_p と S 波の変位 u'_s を用いて $u'(b, t)$ は次のように与えられる。

$$u'(d, t) = u'_p(d, t) + u'_s(d, t) \quad (2.80)$$

すなわち、P 波、S 波の $|U(d, t)|$ 、 $\varphi(d, t)$ を求め、減衰率 α と位相速度の周波数関数 $c(\omega)$ を定量化できれば粘弾性体の表面変位が求められる。しかし、現在のところ $u'_s(d, t)$ は計算できないため、本論文では $u'_p(d, t)$ のみを議論する。

Fig. 2.37にシャープペンシルの芯の圧折に対するエポキシ材の1h-off-epicenterでの面外変位を示す。曲線 (A) は (2.69) 式、(B) は (2.79) 式による計算結果である。(C) は検出変位である。(A)、(B) とともに P 波の変位、立上り時間が検出波 (C) と一致することから (2.69) 式を用いる弾性波動解析法は妥当なものと考えられる。時間領域と周波数領域での2つの原波形解析法を提唱したが、計算コストでは前者が優れている。このため本研究においては (2.69) 式を用いて解析した。なお、グリーン関数の算出には正確な音源位置標定を行うとともに AE 伝播方向の材料物性を計測して計算に用いることが必要になる。

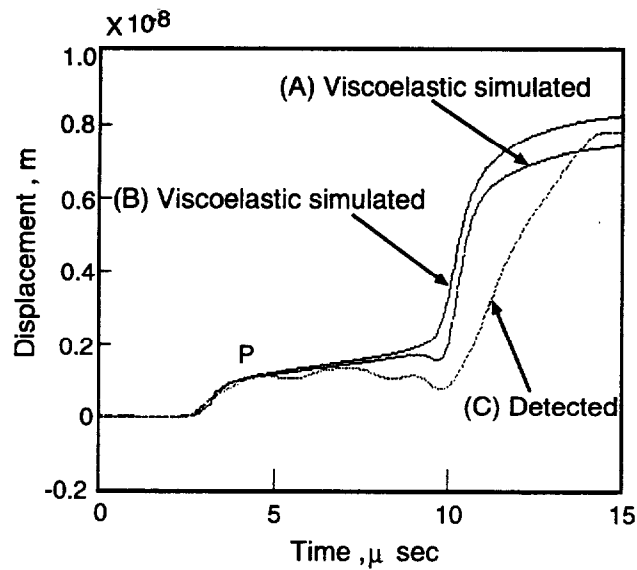


Fig. 2.37 Comparison of simulated waveform (A) by Eq.(2.69), (B) by Eq.(2.79) and detected wave (C) for epoxy plate.

2.5 結言

粘弾性逆解析法を提唱し、試作面外変位センサを中心とした計測システムの構築を行った。計測システムが線形性を有していれば、検出波は原波形と系(材料、センサ、電気機器)の応答関数の合成積によって関係づけられる。開発計測システムでは、計測系の応答関数はセンサの応答係数1つに置き換えられるため、材料の応答関数、すなわち、グリーン関数を求められれば原波形解析ができる。

粘弾性逆解析においては、検出波は原波形とグリーン関数、時間緩和補正項の合成積で計算される面外変位に減衰項を乗じることによって与えられる。減衰補正項によってP波の振幅減少を、時間緩和補正項によってP波の立上り時間緩和を補正することによって、破壊のダイナミックスを定量評価することができる。PMMAとエポキシに対するモノポール応答について、提唱した方法によるシミュレーション波は検出波と良く一致することを示した。

提唱した解析法では正確な面外変位計測が不可欠であるため、面外変位センサを4種類試作した。常温計測用には取扱が容易なエアギャップセンサと耐久性に優れた受感部の小さいPZT圧電素子センサを製作し、 $10^{-12}m$ の面外変位が正確に計測できることを確認した。また、アルミナ箔膜を利用した耐熱容量型センサと、ニオブ酸リチウム素子を用いた耐熱圧電型センサを開発し、約1000Kまでの高温媒体の微小変位計測を可能とした。

第 3 章

パターン認識解析による破壊モード分類

3.1 緒 言

パターン認識解析 (Pattern Recognition Analysis, PRA) は、観測対象をあるモデルに従って認識・分類する解析方法である。AE 原波形解析法は定量性に優れた解析法であるが、面外変位を計測することが必要で、汎用技術として使用するうえで弊害となっている。そこで、特殊な計測装置を必要としない PRA を解析に用いて破壊モードの分類を試みた。

本章では、最大エントロピー法 (maximum entropy method, MEM) による自己回帰係数 (auto-regressive coefficient, AR 係数) を用いた PRA と、ウェーブレット変換 (wavelet transform, WT) によって与えられる AE 信号の時間-周波数-ウェーブレット係数情報を用いた PRA について述べる。

3.2 最大エントロピー法による PRA

離散信号のスペクトラム解析には高速フーリエ変換 (fast Fourier transform, FFT) を用いるのが一般的である。 Δt をサンプリングインターバル、 k 個目のサンプル値を $x_k = x(k\Delta t)$ で表すと、FFT は (3.1) 式のようにになる。

$$X_l = \sum_{k=0}^{N-1} x_k e^{-j l \Delta \omega k \Delta t} \quad (3.1)$$

ここで $j = \sqrt{-1}$ である。FFT では 0 から $(N-1)$ の限定された範囲を観測区間とし、範囲外は観測区間と同じ波形が無限に繰り返していると仮定する。従って、同じ波形でも観測区間のとり方によってスペクトラムは異なる。また、FFT の情報量はサンプリング点数に比例するため、サンプリング数の少ないデータから正確なスペクトラムを求めることはできない。FFT の場合、PRA の特徴量に使用するスペクトラムを表現するパラメータが莫大になり、すなわちサンプリング点数と同じ数のパラメータを必要とするため計算コストがかかり過ぎる。そこで、情報エントロピーの概念を取入れて FFT の欠点を克服したのが最大エントロピー法 (MEM) である。

MEM は短いデータからでも分解能が高く安定したパワースペクトラムを推定することができるため、AE のような持続時間が短く、局所的な周波数成分をもつスペクトラム解析に有効である。また、MEM は少ない数の AR 係数でスペクトラムを表現できる。

MEM では、検出波 x_k は (3.2) 式のような確立過程のモデルで表される。

$$x_k = - \sum_{i=1}^m a_{mi} x_{k-i} + n_k \quad (3.2)$$

ここで、 n_k は $x_l (l < k)$ と独立な白色雑音を表す。 m は自己回帰モデルの次数、 a_{mi} は次数 m における AR 係数と呼ばれる。

時系列データ x_k の自己相関関数 R_i は期待値 E を用いて (3.3) 式で与えられる。

$$R_i = R(i\Delta t) \equiv E\{x_k x_{k-i}\} \quad (3.3)$$

(3.2) 式の両辺に x_k を掛けて期待値をとることにより (3.4) 式が得られる。

$$\begin{aligned} R_0 = E\{x_k^2\} &= -\sum_{i=1}^m a_{mi} \cdot E\{x_k x_{k-i}\} + E\{x_k n_k\} \\ &= -\sum_{i=1}^m a_{mi} R_i + E\{n_k^2\} \end{aligned} \quad (3.4)$$

また、(3.2) 式の両辺に $x_{k-1}, x_{k-2}, x_{k-m}$ を掛けて期待値をとれば、(3.5) 式の行列式が得られる。

$$\begin{bmatrix} R_0 & R_1 & \cdots & R_m \\ R_1 & R_0 & \cdots & R_{m-1} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ R_m & \cdots & \cdots & R_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ a_{m1} \\ \vdots \\ a_{mm} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_m \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.5)$$

但し、 P_m は定常白色雑音の分散 $E\{n_k^2\} = \sigma^2$ である。また、Wiener-Khinchine[120] の公式を用いて、 R_i を (3.5) 式に代入すれば、AR 係数 $a_{m2}, a_{m2}, \dots, a_{mm}$ と P_m が推定され、パワースペクトラムは (3.6) 式で与えられる。

$$S(\omega) = \frac{P_m \cdot \Delta t}{|1 + \sum_{i=1}^m a_{mi} e^{-j\omega i \Delta t}|^2} \quad (3.6)$$

MEM を用いてパワースペクトラムを推定をするうえで、次数 m の決定は重要である。解析を行うにあたって、事前情報として m の値が与えられていることはなく、 m 値によって推定されるパワースペクトラムおよび AR 係数の値は大きく変化する。次数 m の決定法として赤池により提案された最終予測誤差 (final prediction error, FPE)[116] を用いる方法がある。FPE とは時系列データ x_k から次数 m で推定した AR 係数 $\bar{a}_{mi}$ に対し、次式で定義される統計量 Q_m である。

$$Q_m = E \left\{ \left(x_k - \sum_{i=1}^m \bar{a}_{mi} x_{k-i} \right)^2 \right\} = \left(1 + \frac{m+1}{N} \right) \left(1 - \frac{m+1}{N} \right)^{-1} E_m^2 \quad (3.7)$$

但し、

$$E_m^2 = \sum_{k=m+1}^N \left(x_k - \sum_{i=1}^m \bar{a}_{mi} x_{k-i} \right)^2 \quad (3.8)$$

(3.5) 式の $m+1$ 元連立方程式を直接これを実行すると膨大な時間を必要とする。そこで、Levinson[120] によって提唱された Burg のアルゴリズムによりパワースペクトラムの推定を行う。

検出波を次数 $(m-1)$ の自己回帰モデルであてはめたときの AE 係数 $a_{m-1,1}, a_{m-1,2}, \dots, a_{m-1,m-1}$ と P_{m-1} 、および Q_{m-1} が推定されているとする。このとき、次数 m の AR 係数 $a_{m1}, a_{m2}, \dots, a_{mm}$ と P_m および Q_m は以下に示す手順で求まる。

まず、 a_{mm} を (3.9) 式から求める。

$$a_{mm} = -\frac{2 \sum_{i=1}^{N-m} b_{mi} b'_{mi}}{\sum_{i=1}^{N-m} (b_{mi}^2 + b_{mi}'^2)} \quad (3.9)$$

ここで、

$$\begin{aligned} b_{mi} &= b_{m-1,i} + a_{m-1,m-1} \cdot b'_{m-1,i} \\ b'_{mi} &= b'_{m-1,i+1} + a_{m-1,m-1} \cdot b_{m-1,i+1} \end{aligned}$$

但し、初期値として (3.10) 式を与える。

$$b_{0i} = b'_{0i} = x_i, \quad b_{1i} = x_i, \quad b'_{1i} = x_{i+1} \quad (3.10)$$

次に a_{mm} から (3.12) 式に示す漸化関係式を用いて、 $a_{m1}, a_{m2}, \dots, a_{mm-1}$ と P_m を求める。

$$a_{mi} = a_{m-i+1} + a_{mm} a_{m-i-1} \quad (3.11)$$

$$P_m = P_{m-1}(1 - a_{mm}^2) \quad (3.12)$$

(3.11)、(3.12) 式より a_{mi} と P_m が求まれば (3.7) および (3.12) 式から Q_m が求まる。このようにして得られた Q_m が最小になるか、次数 m があらかじめ指定した値 M になったかを調べ、どちらでもない場合次数を1つ繰り上げて a_{mm} の計算に戻る。 Q_m が最小になるか次数が M になった場合、(3.6) 式によりパワースペクトラム $S(\omega)$ が推定される。MEM は非線形なスペクトル推定法であるので、ピーク位置は正確に求まるが、大きさは保証されない。

市販共振型 AE センサを用いて検出した AE に対して、FFT と MEM で求めた周波数スペクトラムを Fig. 3.1 に示す。MEM では次数 m の違いによるスペクトラムの分解能を示した。なお、使用した AE 波はサンプリングインターバル 200ns、サンプリングポイント 2048pts で計測されたものである。

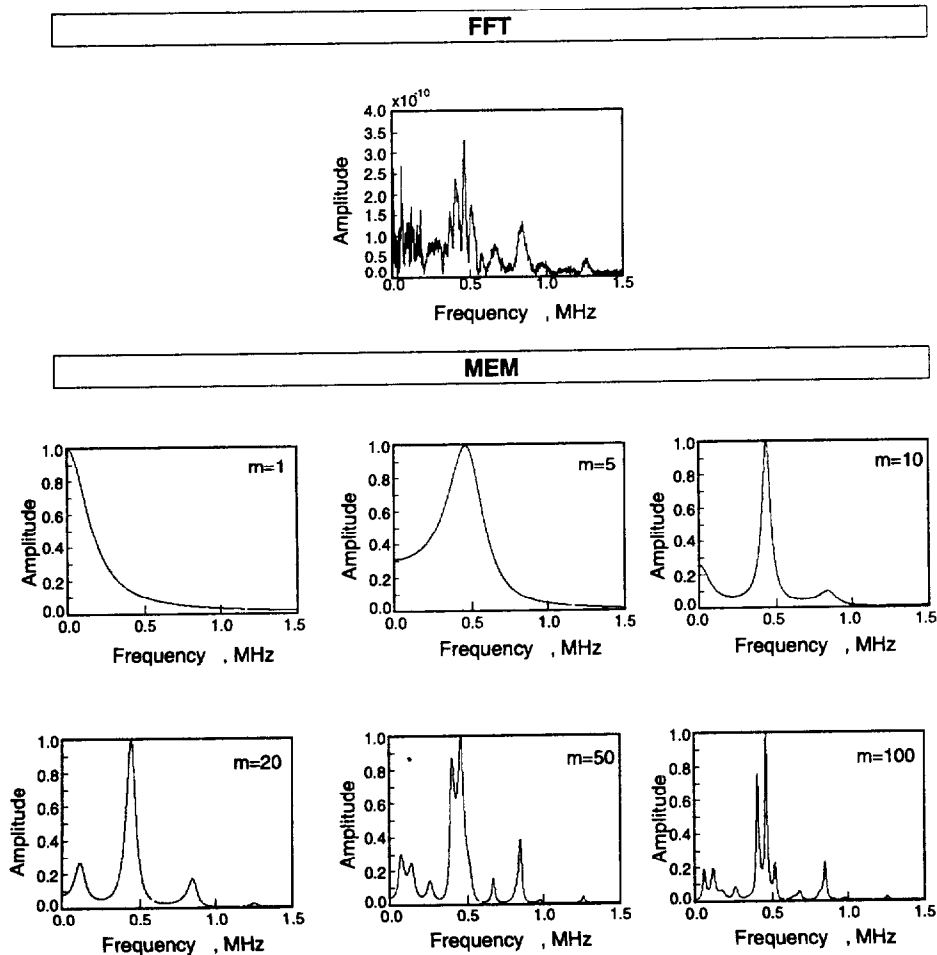


Fig. 3.1 Comparison of spectra obtained by FFT and MEM.

FFT では周波数ピークの両側にいくつもの副極大を生じ、低周波数ではノイズが大きく明確なピークを得られない。一方、MEM では $m = 1$ の場合はスペクトラムを表現できていないが、 $m = 5$ 程度でも大きなピークは解析可

能である。 $m = 50$ 以上の場合はFFTよりも分解能が高い。 m を大きくとることによってスペクトラム分解能を向上させることができるが、計算時間も指数関数的に増大する。

PRAにMEMを用いる場合には、AR係数をパラメータとして用いる。すなわち、 n 番目の係数($AR_{m,n}$)と1番目の係数($AR_{m,1}$)をグラフにプロットして現れる群を1つのクラスタとして分類する。従って、数 m によるAR係数の値の変化を明らかにし、AR係数が一定となるような次数で解析を行うことによって計算コストを省くことができる。

Fig. 3.2にMEMによるPRAの解析例を示す。上段に示したType 1~Type 4のスペクトラムは、異なる破壊モードで発生したAE波を次数25のMEMによって求めた結果である。下の図には25のAR係数の1番目($a_{25,1}$)と2番目($a_{25,2}$)の係数を用いてタイプ別にクラスタ分類した。図中の◇、○、△、×は各々Type 1から4の値を示す。Type 1は2ヶ所に分かれているが、他のタイプは分離できている。Type 2とType 3のスペクトルは良く似ているがAR係数を用いれば明瞭に分解できる。

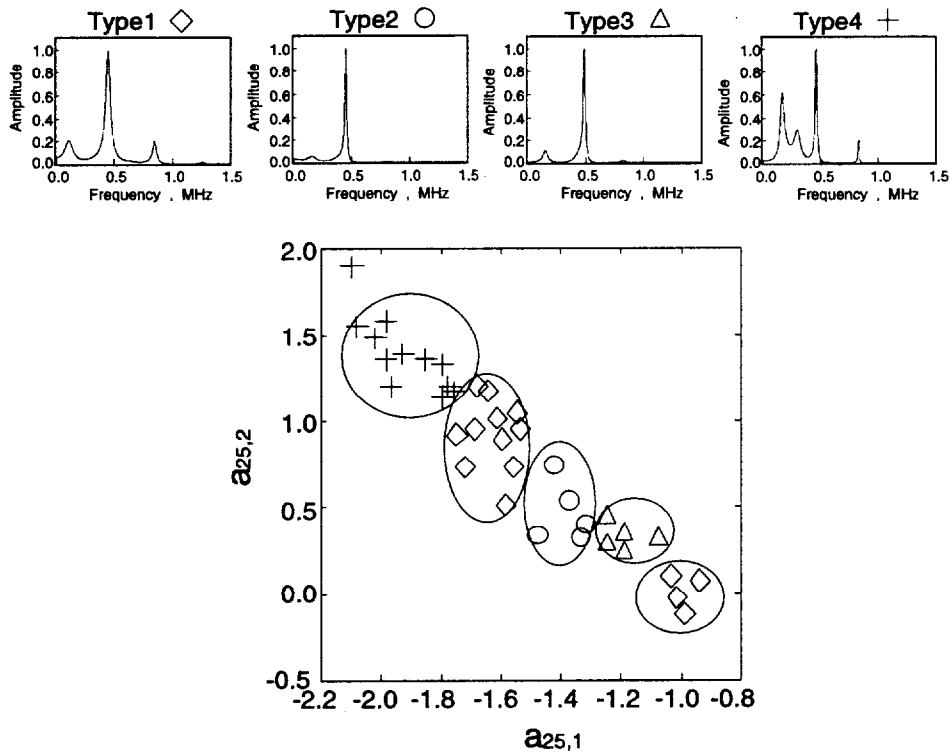


Fig. 3.2 Classification results of four AE signals by AR coefficients.

3.3 ウェーブレット変換によるPRA

FFTやMEMで得られるスペクトルには時刻に関する情報がないという欠点がある。一方、局所的な相似機構の解析に適した積分変換を得るには、調和波振動のような時間的に一様に広がった関数ではなく、ある時刻のまわりに局在した関数を選び、その平行移動と相似変換によって積分核を作る方法が考えられる。このようにして得られる変換がウェーブレット変換(wavelet transform, WT)である[133][134]。WTを用いれば、時系列AE波の局所的な周波数と時間領域での解析が可能となり、PRAに極めて有効な解析方法になりうる。

時間 t の関数 $f(t)$ のWTは(3.13)式で表される[153]。

$$(\mathcal{W}_\psi f)(a, b) = |a|^{-\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} \overline{\psi\left(\frac{t-b}{a}\right)} f(t) dt \quad (3.13)$$

ここで、 $\psi(t)$ は基本ウェーブレット、 $\overline{\psi(t)}$ はその複素共役を表し、 a, b はそれぞれスケールパラメータ、シフトパラメータと呼ばれる。 $\psi(t)$ は (3.14) 式の許容条件を満たす関数を用いる。但し、 $\hat{\psi}(\omega)$ は $\psi(t)$ のフーリエ変換である。

$$C_\psi = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\hat{\psi}(\omega)|^2}{|\omega|} d\omega \quad (3.14)$$

ウェーブレット関数 $|a|^{-1/2}\psi((t-b)/a)$ は基本ウェーブレット $\psi(t)$ を a 倍スケール変換した後に b だけシフトした関数であるので、時間-周波数平面上で高周波数域では時間 t 方向に狭く、低域では広くなるような面積一定の窓でフィルタをかけることに相当する。従って、時間-周波数平面上に WT の絶対値をプロットすると、関数 $f(t)$ のある時刻における任意の周波数成分の分布が与えられる。

ウェーブレット変換には時間にも周波数的にも極在した基本ウェーブレット関数 $\psi(t)$ を用意する。 $\psi(t)$ は原点の回りに幅 Γ で極在し、そのフーリエ変換は (3.15) 式で表される。

$$\hat{\psi}(\omega) = (2\pi)^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(t) e^{-i\omega t} dt \quad (3.15)$$

(3.15) 式は、正の周波数領域 $[\omega_L, \omega_H]$ の間、すなわち中心周波数 $\omega_M = (\omega_L + \omega_H)/2$ の回りに幅 $\Gamma = (\omega_H - \omega_L)$ で極在しているとする。基本ウェーブレット関数には (3.16) 式で示すアドミッシブル条件を満たす関数なら自由に選ぶことができる。

$$\hat{\psi}(0) = (2\pi)^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(t) dt = 0 \quad (3.16)$$

数種類の基本ウェーブレット関数が提唱されているが、本研究においては Gabor 関数 [154] を用いた。Gabor 関数は Fig. 3.3 に示すように、時間と周波数に関する不確定性が最小の関数であり、他の関数と比較して極在性が良い関数である。Gabor 関数は次式で与えられる。

$$\hat{\psi}(\omega) = \pi^{-1/4} \left(\frac{\gamma}{\omega_P} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{(\omega - \omega_P)^2 (\gamma/\omega_P)^2}{2} \right] \quad (3.17)$$

$$\psi(t) = \pi^{-1/4} \left(\frac{\gamma}{\omega_P} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{(t\omega_P)^2}{2} - i\omega_P t \right] \quad (3.18)$$

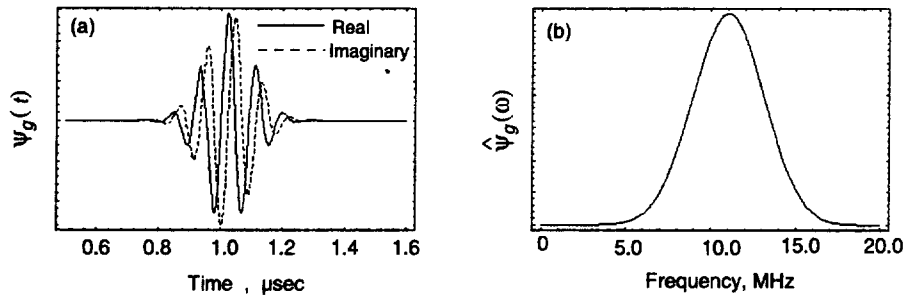


Fig. 3.3 Gabor function in time (a) and frequency (b) domain.

(3.17), (3.18) 式で、 ω_P は中心周波数、周波数空間での半値幅は $(2\omega_P/\gamma)$ 、時間軸上での半値幅は $(2\gamma/\omega_P)$ で与えられる。Gabor 関数は (3.16) 式の条件を厳密には満足しないものの、 $\gamma = 5.336$ で近似的にこの条件を満たす。

汎用モニタリング装置(共振型センサ)で検出されたAE波に対して、FFT解析とWT解析の例をFig. 3.4に示す。破壊モードの異なる4種類(Type 1～4)の解析結果を示したもので、上段がFFT解析結果、中段と下段がWTによる時間-周波数解析結果を三次元表示(bird's eye view)したものと、二次元等高線図表示(contour map or voiceprint)したものを示した。

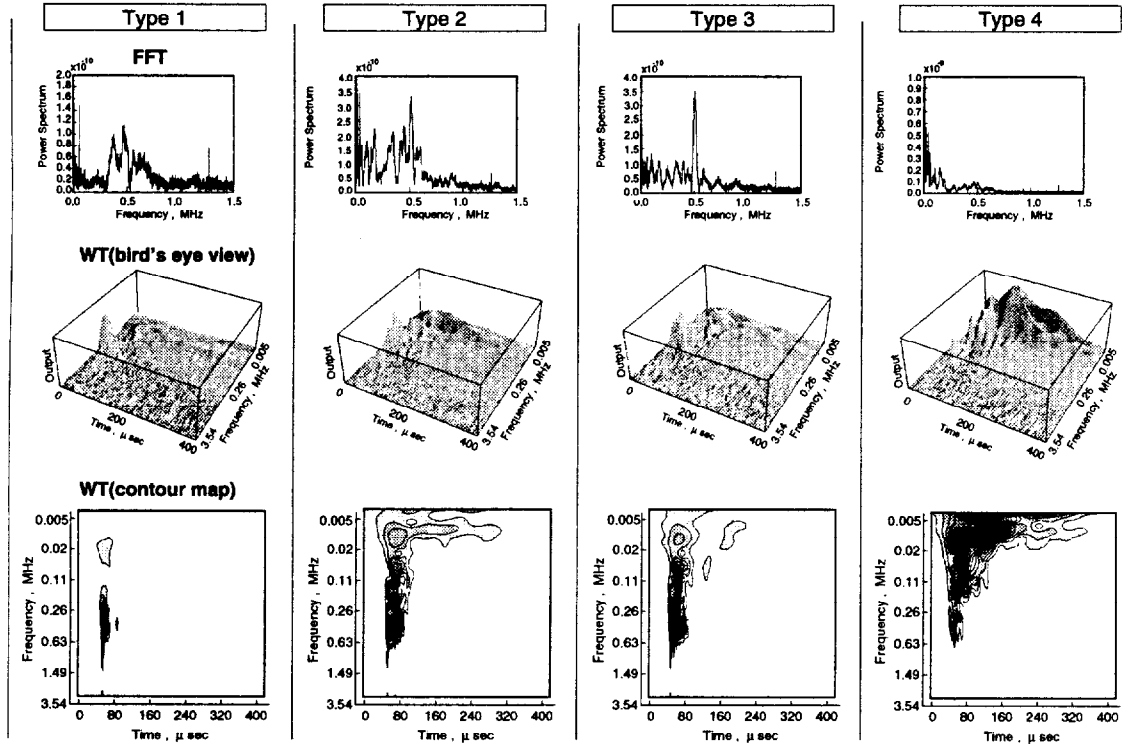


Fig. 3.4 FFT spectra (the top) and bird's eye view (the middle) and contour map of wavelet coefficients.

Bird's eye view では時間と周波数の両方の情報が得られているが、離散データで表現されているため、これを特徴量として扱うことは不可能なため、二次元等高線図を特徴量として扱った。二次元画像から参照パターンを複数個作成し、検出 AE 画像と参照パターンとの相互相関を求め、類似度が最も大きいパターンに分類する手法を用いた。相互相関は画像の位相情報を取り出して相関を求めるフーリエ位相相関法 (Fourier phase correlation method, FPC) を用いたマッチド・フィルタリングを使用した。

マッチド・フィルタリング (matched filter, MF)[155] は観測画像と参照パターンの類似度を計算し分類する方法である。つまり、WT 画像 (時間-周波数-ウェーブレット係数) の相互相関を求める方法である。

計測画像を $f(x, y)$ 、参照パターンを $h_i(x, y)$ とすると相互相関 g_i は (3.19) 式で示される。

$$g_i = \iint f(x, y) h_i(x, y) dx dy \quad (i = 1, \dots, M) \quad (3.19)$$

ここで、 $f(x, y)$ 、 $h_i(x, y)$ は各画素における値の 2 乗和であり、(3.20) 式のように規格化する。

$$\iint f^2(x, y) dx dy = \iint h_i^2(x, y) dx dy = 1 \quad (i = 1, \dots, M) \quad (3.20)$$

画像のベクトル表現を Fig. 3.5 のように定義し (3.19)、(3.20) 式をベクトルを用いて表現すると、類似度 g_i は、計測画像 f と参照パターン h_i ($i = 1, \dots, M$) に対して (3.21) 式のように示される。

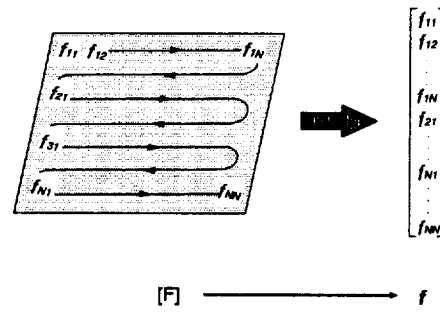


Fig. 3.5 Vector expression of image.

$$g_i = f^t h_i \quad (i = 1, \dots, M) \quad (3.21)$$

但し、

$$\begin{aligned} \|f\|^2 &= \|h_i\|^2 = 1 & (i = 1, \dots, M) \\ (\|f\|^2 &= f^t f) \end{aligned} \quad (3.22)$$

(3.21) 式の g_i は、2つのベクトル f と h_i がなす角 θ_i を用いて (3.23) 式のように表現することができる。

$$g_i = \cos \theta_i \quad (i = 1, \dots, M) \quad (3.23)$$

(3.23) 式より、類似度 g_i は -1 から 1 までの値をとる。 $g_i = 1$ となるのは観測画像と i 番目の参照パターンが完全に一致する場合である。

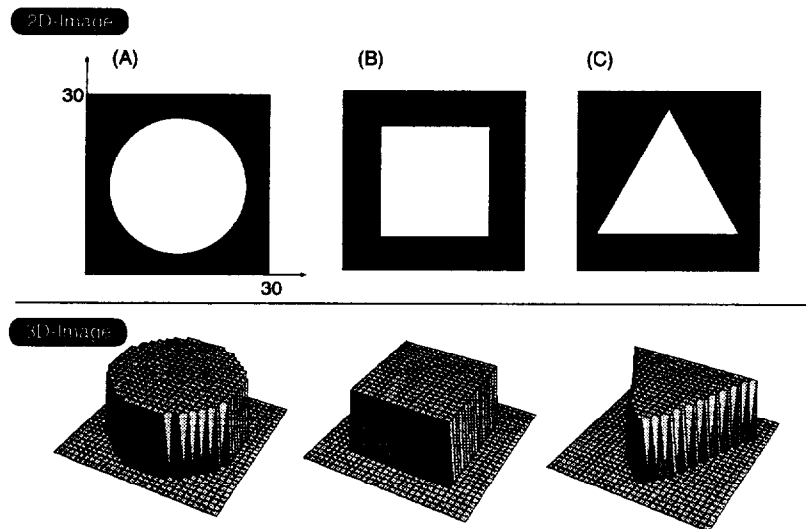


Fig. 3.6 Images of three objects (○, □, △) : upper: 2D-image, bottom: 3D-image.

簡単な図形に対する MF の適用例を Fig. 3.6 に示す。参照パターンには (A) 円柱○, (B) 角柱□, (C) 三角柱△を用い、画素数は計測画像と同じ $30 \times 30 = 900$ とした。求めた類似度 g_i を Table 3.1 に示す。計測画像が○に対して参照パターンが同じ○であるときは、全く同じ画像なので類似度 $g_i = 1.000$ となる。それに対して、□では $g_i = 0.875$ 、△では $g_i = 0.748$ となった。□と△は $g_i = 0.830$ であった。単純な図形の分類に関わらず、異なる図形の g_i は約 0.75 ものの高い値を示しうまく分類されていない。AE の分類においては、ノイズの混入なども考えられ、更に分類

精度が低くなる可能性がある。そこで、画像の輪郭や角などパターンの形状に関する特徴を利用して識別を行うフーリエ位相相関法 (Fourier phase correlation, FPC)[155]~[156] を用いた。

Table 3.1 Correlation factore g_i for three objects by matched filtering.

		Reference image		
		○	□	△
Sample image	○	1.000	0.875	0.748
	□	0.875	1.000	0.830
	△	0.748	0.830	1.000

FPC で用いる類似度 g_i は、計測画像 $f(x, y)$ と参照パターン $h_i(x, y)$ ($i = 1, 2, \dots, M$) のフーリエ位相画像 $f^\phi(x, y)$ 、 $h_i^\phi(x, y)$ ($i = 1, 2, \dots, M$) の相互相関で、(3.24) 式で表現される。

$$g_i = \iint f^\phi(x, y) h_i^\phi(x, y) dx dy \quad (i = 1, \dots, M) \quad (3.24)$$

フーリエ位相画像とは、 $f(x, y)$ と $h_i(x, y)$ のフーリエ変換画像 $F(\xi, \eta)$ 、 $H_i(\xi, \eta)$ を絶対値の分布 $|F(\xi, \eta)|$ 、 $|H_i(\xi, \eta)|$ および位相分布 $\phi_F(\xi, \eta)$ 、 $\phi_{H_i}(\xi, \eta)$ を使って、

$$F(\xi, \eta) = |F(\xi, \eta)| \exp[-j\phi_F(\xi, \eta)] \quad (3.25)$$

$$H_i(\xi, \eta) = |H_i(\xi, \eta)| \exp[-j\phi_{H_i}(\xi, \eta)] \quad (i = 1, \dots, M) \quad (3.26)$$

と表現したとき、位置に関する項だけをフーリエ逆変換した画像で定義される。

$$f^\phi(x, y) = \mathcal{F}^{-1} \{ \exp[-j\phi_F(\xi, \eta)] \} \quad (3.27)$$

$$h_i^\phi(x, y) = \mathcal{F}^{-1} \{ \exp[-j\phi_{H_i}(\xi, \eta)] \} \quad (i = 1, \dots, M) \quad (3.28)$$

ここで、(3.22) 式と同様に (3.29) 式で各画像を規格化し、類似度は $-1 \leq g_i \leq 1$ の値をとる。

$$\|f^\phi\|^2 = \|h_i^\phi\|^2 = 1 \quad (i = 1, \dots, M) \quad (3.29)$$

MF と同様の図形 (○, □, △) に適用して、FPC の分類精度を調べた。Fig. 3.7 は 1 番上から元の二次元画像、フーリエ位相画像、フーリエ位相画像を横から見た図、フーリエ位相画像の等高線表示 (10 段階) である。フーリエ位相画像は○では輪郭が強調され、□では角が、△では 3 辺と角が強調された。FPC で求めた類似精度 g_i を Table 3.2 に示す。フーリエ位相画像は ± に振幅をもつので $-1 \leq g_i \leq 1$ の範囲になる。○と○では $g_i = 1.00$ 、○と□は $g_i = -0.016$ 、□と△は、 $g_i = -0.045$ であった。MF に比べ、異なる画像間の類似度 g_i は小さな値になり、分類精度は飛躍的に改善される。

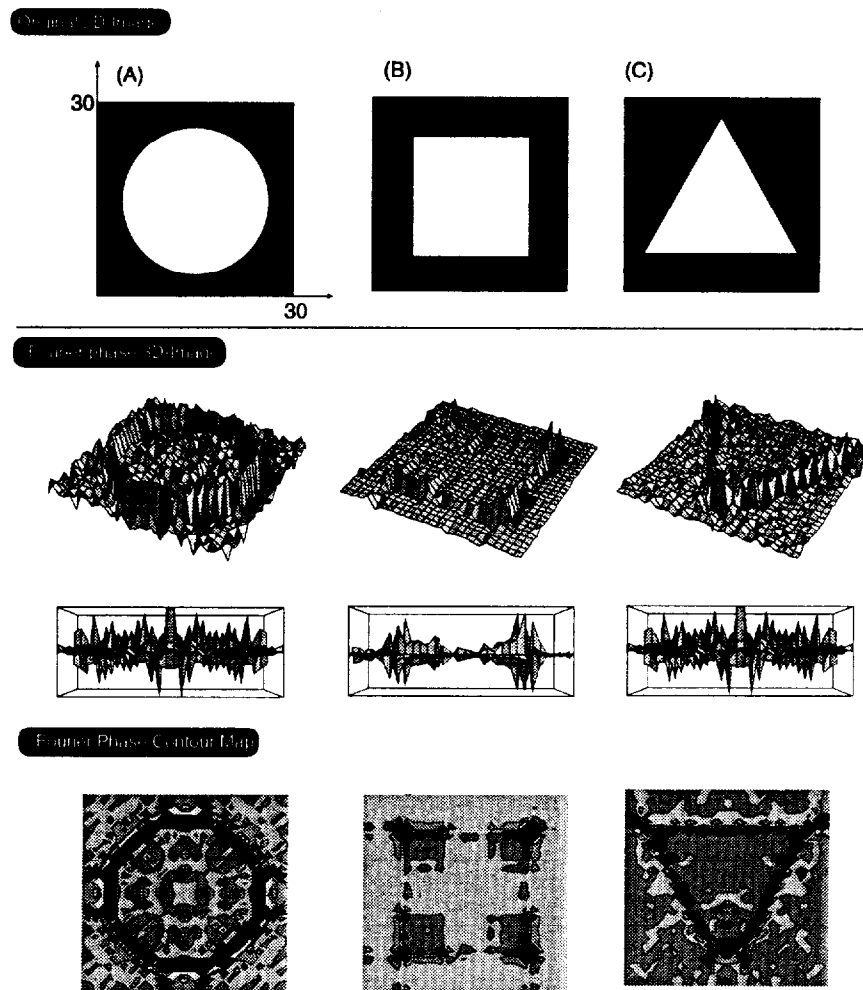


Fig. 3.7 Images of three objects ($\bigcirc$, $\square$, $\triangle$): original 2D-image, Fourier phase 3D-image, side view of Fourier phase 3D-image, Fourier phase contour map (10 steps).

Table 3.2 Correlation factor g_i for three objects in Fourier phase correlation method.

		Reference image		
		$\bigcirc$	$\square$	$\triangle$
Sample image	$\bigcirc$	1.000	-0.016	-0.045
	$\square$	-0.016	1.000	0.020
	$\triangle$	-0.045	0.020	1.000

3.4 結言

汎用 AE 計測装置を用いて検出される AE 波から破壊様式进行分类することを目的として2種類のパターン認識解析法 (pattern recognition analysis, PRA) を提案した。

1. 最大エントロピー法 (maximum entropy method, MEM) による PRA

MEM で使用する自己回帰係数 (auto regressive, AR 係数) を分類パラメータとして用いる PRA を提案した。MEM はスペクトル分解能が高く、スペクトルの特徴を少ない AR 係数で表現できるため PRA に適している。AR 係数の算出法と分類法について説明し、AE の分類に適用可能であることを示した。

2. ウェーブレット変換 (wavelet transform, WT) による PRA

検出 AE 波の WT で得られる時間 - 周波数 - ウェーブレット係数を PRA に利用する方法を提案した。ウェーブレット情報を二次元等高線画像に変換し、相互相関によりパターンに分類する matched filtering(MF)、位相情報を利用して相関値を求める Fourier phase correlation method(FPC) について説明した。3つのモデル (円柱、角柱、三角柱) の類似度を求めた結果、MF では円柱とその他のモデルとの類似度が 0.748 ~ 0.830 で分類精度が悪いことが判った。一方、FPC を用いると、同じ図形の類似度は 1.00、異なる図形の類似度は -0.045 ~ 0.020 になり、分類精度が良いことが判った。AE 波にはノイズ等が含まれるため複雑な WT 画像になることが予想されるため、FPC による PRA が優れていることを示した。

第 4 章

粘弾性体の音響特性

4.1 緒言

提唱解析法で破壊の定量評価を行うには、簡便かつ高精度に波動減衰と位相・群速度分散を計測する必要がある。また、繊維強化複合材料は顕著な音響異方性をもつため、位相速度と群速度が異なり、これを計測する技術を開発することが重要である。

従来、音響物性の周波数依存性を測定することは厄介であった。そこで本研究では、広帯域振動子を用いる改良型水浸多重反射法と、超音波を点で発振・検出する point-source/point-receiver 測定システム (PS/PR 法) を構築した。一方、複合材料の計測にはレーザ超音波を用いた iso angular scanning method (IAS 法) と through transmission method (TT 法) を用いた。また、強化材にガラス織物を用いた減衰の大きい複合材料にはウェーブレット解析を用いた信号処理によって音響物性を測定した。

また、音速異方性を示す材料の三次元音源位置標定を行なうためのアルゴリズムを開発した。一方向強化 GFRP に対して、仮想音源を用いたコンピュータシミュレーションでアルゴリズムの精度を検証した後、疑似 AE 源を入力し標定精度を検討した。

4.2 均質粘弾性材料の音響物性計測

4.2.1 水浸多重反射法による減衰周波数依存性の測定

弾性波が媒体中を距離 x_1, x_2 伝播した時の振幅を A_{x1}, A_{x2} とすると、減衰率 α は (2.49) 式を用いて (4.1) 式のようになる。

$$\alpha = \frac{\log(A_{x2}/A_{x1})}{x_2 - x_1} \quad (4.1)$$

測定精度上げるために多重反射法を用いるが、絶対減衰率を求めるためには拡散損失補正と音場補正 [143]~[145] を行う必要があるうえ、接触面での反射損失も考慮する必要がある。そこで、Fig. 4.1 に示すように、超音波入力面を水中で保持することで入力状態を一定に保ち、反射面は空気中にして反射損失を無視できる測定装置を用いた。

試験片は、厚さ 20mm の平行平面をもつ PMMA と SCM 4 で、試作広帯域パルス発振器を用いて 2 ~ 5MHz までの超音波を振動子 (帝通電子研究所、B5C) から発生させ、多重エコー波をデジタイザを介してコンピュータ (NEC, PC-9801-DA) で解析した。試験材料の拡散損失・音場補正後の測定結果を Table 4.1 に示す。

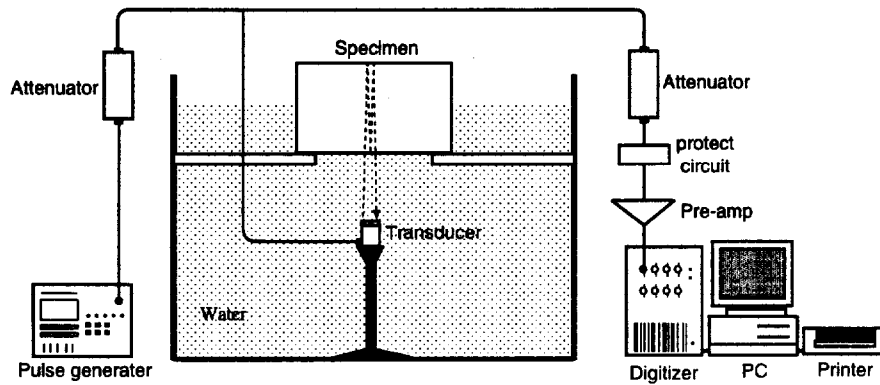


Fig. 4.1 Experimental setup for measuring the attenuation by in-water multi-echo method.

Table 4.1 Measured attenuation $\alpha(Np/cm)$ of PMMA and SCM4 steel.

	2MHz	3MHz	4MHz	5MHz
PMMA	0.88	0.92	0.97	1.04
SCM4	0.001	0.002	0.004	0.017

Table 4.1のPMMAの減衰率を、予備実験で計測した $C_p(0) = 2750m/s$, $C_l(0) = 1380m/s$ を用いた (2.70), (2.71) 式によって近似することで $\tau = 0.15\mu s$, $\varepsilon = 0.23$ を得た。 τ と ε から求めたPMMAの減衰率周波数依存性を Fig. 4.2-(a)、時間緩和関数 $R(t)$ を Fig. 4.2-(b) に示した。Fig. 4.2-(a) から $1 \sim 2MHz$ での $\alpha = 0.73Np/cm$ を得ることができた。一方、低合金鋼の α は $0.015Np/cm$ でPMMAの48分の1であった。

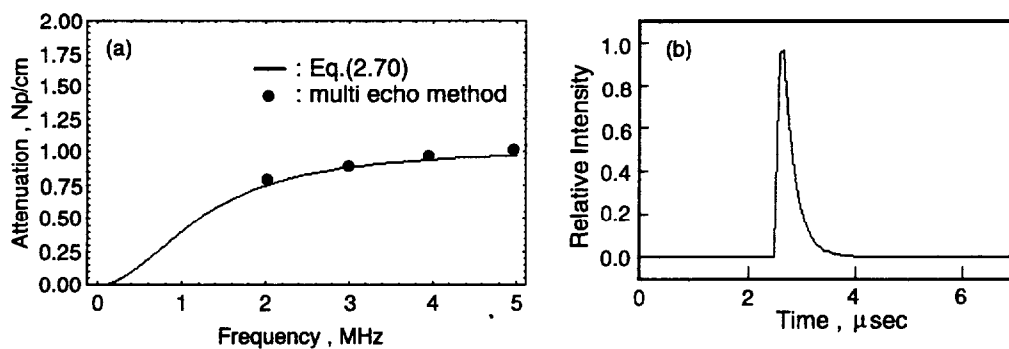


Fig. 4.2 Attenuation(a) and extracted relaxation function(b) of P-wave as a function of frequency for PMMA. ($\tau = 0.15\mu s$, $\varepsilon = 0.23$)

4.2.2 Point-source/Point-receiver method (PS/PR 法) による減衰測定

PMMAより減衰が大きいエポキシにはPS/PR法による減衰率の測定を行った。広帯域弾性波を点入力/点検出すれば、震央の P_1 波と、反射 P_3 波の周波数スペクトラムは (4.2), (4.3) 式のように表される [78]。

$$P_1(f) = P_0(f) \frac{e^{-\alpha(f)r}}{r} e^{i[\omega t - 2\pi f r / v(f) + \phi_0]} \quad (4.2)$$

$$P_3(f) = P_0(f) \frac{e^{-\alpha(f)3r}}{3r} e^{i[\omega t - 2\pi f 3r / v(f) + \phi_0 + \Delta\phi]} \quad (4.3)$$

ここで r は試験片厚さ、 $\alpha(f)$ は減衰、 $v(f)$ は位相速度の周波数依存性である。 $P_0(f)$ と $\phi_0(f)$ は $r = 0$ での P 波のスペクトルと位相、 $\Delta\phi$ は P_1 波と P_3 波の位相差であるが、 P_3 波は P_1 波が2回全反射したものであるため $\Delta\phi = 0$ になる。(4.2) と (4.3) 式の比の実部項をとれば減衰率は (4.4) 式で、虚数項をとれば位相速度分散が (4.5) 式で求まる [78]。この計算手法を spectral ratio 法と呼ぶ。

$$\alpha(f) = \frac{1}{2r} \left(\ln \left| \frac{P_1(f)}{P_3(f)} \right| - \ln 3 \right) \quad (4.4)$$

$$v(f) = \frac{4\pi f r}{[\arg(P_1(f)/P_3(f)) + \Delta\phi]} \quad (4.5)$$

実験装置図を Fig. 4.3 示す。試験片には厚さ 8.7mm のエポキシ樹脂を用い、超音波入力には試作 pin-point PZT 振動子 (Fig. 4.3 右、 $\phi 0.7\text{mm}$ 、広帯域周波数応答 (20MHz)) をパルスジェネレータ (KB-AEROTECH, UTA-4) で励起して行なった。パルスジェネレータのトリガパルスを用いて初動 P 波の頭出しを行い、初期位相差 $\Delta\phi = 0$ を補正する。伝播波は震央で検出し、40dB のプリアンプで増幅した後、ディジタイザ (AUTONICS, model H310, サンプリングインターバル: 10ns) を介して EWS に取り込み解析した。Fig. 4.4 に解析結果を示す。

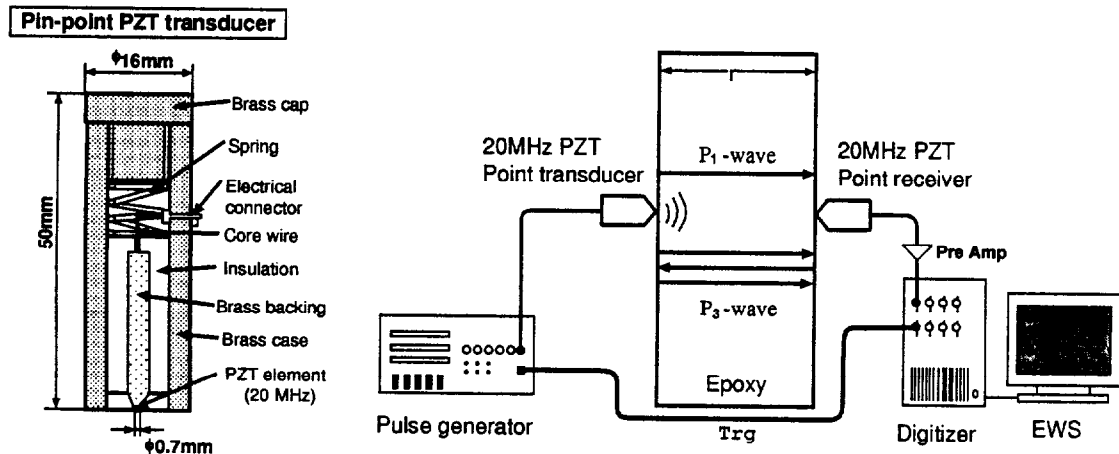


Fig. 4.3 Experimental setup for measuring the attenuation by a pin-point PZT source/reciever method.

Fig. 4.4-(a) の検出波からランダム雑音を ε -分離非線形デジタルフィルタ [149]~[151] で除去し、低周波ノイズを4次のチェビシェフハイパスフィルタ ($< 400\text{kHz}$) で除去した波形を (b) に示す。(b) から P_1 波と P_3 波をコサインエンベロープ処理により抽出したものを各々 (c),(e) に示し、FFT によるパワースペクトラムを (d),(f) に示す。(d),(f) から (4.5) 式によって求めたエポキシの位相速度分散を (g) に、減衰の周波数曲線を (h) に示す。

高周波数ほど減衰率は大きく、AE の周波数帯域 ($1 \sim 2\text{MHz}$) での減衰は約 0.75Np/cm であった。(h) を (2.52), (2.70) 式で近似すると緩和強さ $\varepsilon = 0.28$ 、緩和時間 $\tau = 0.16\mu\text{s}$ が求まり Fig. 4.5 のような時間緩和関数 $R(t)$ を得た。

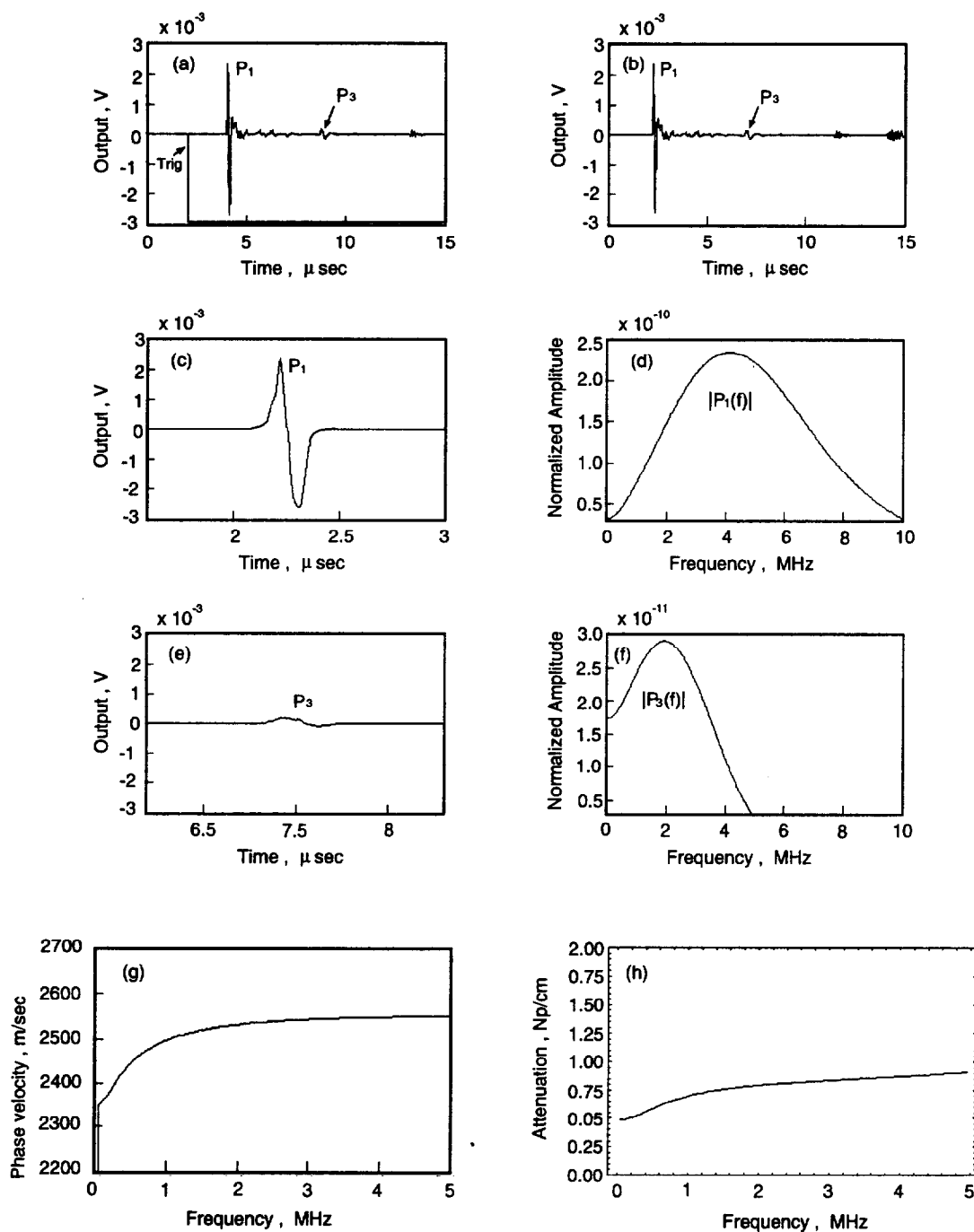


Fig. 4.4 Procedure for estimating the attenuation of the P-wave for Epoxy resin. (a) detected pulse wave, (b) processed signal after head adjusting and filtering. (c): extracted P_1 . (d): Power spectrum of P_1 . (e): extracted P_3 . (f): Power spectrum of P_3 . (g): phase velocity in Epoxy resin. (h): attenuation in Epoxy resin.

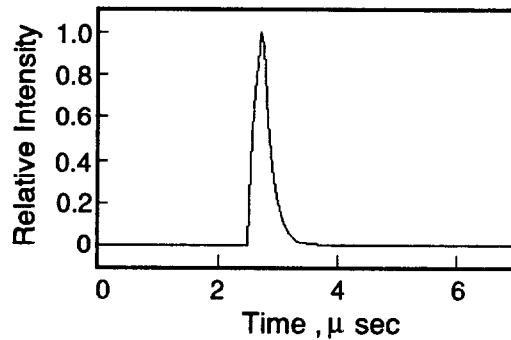


Fig. 4.5 Relaxation function $R(t)$ for epoxy. ($\tau = 0.16\mu s$, $\varepsilon = 0.28$)

高温 SUS304 の PS/PR 法による音響特性測定

SUS304 鋼は高温環境劣化割れが生じる $800K$ では粘弾性挙動を示す。そこで、Fig. 4.6に示すように、point-source に Q スイッチ YAG レーザ (Continuum 社, NY60, 半値持続時間 $5ns$) を、point-reciever に試作耐熱型容量センサを用いて高温音響特性を調べた。

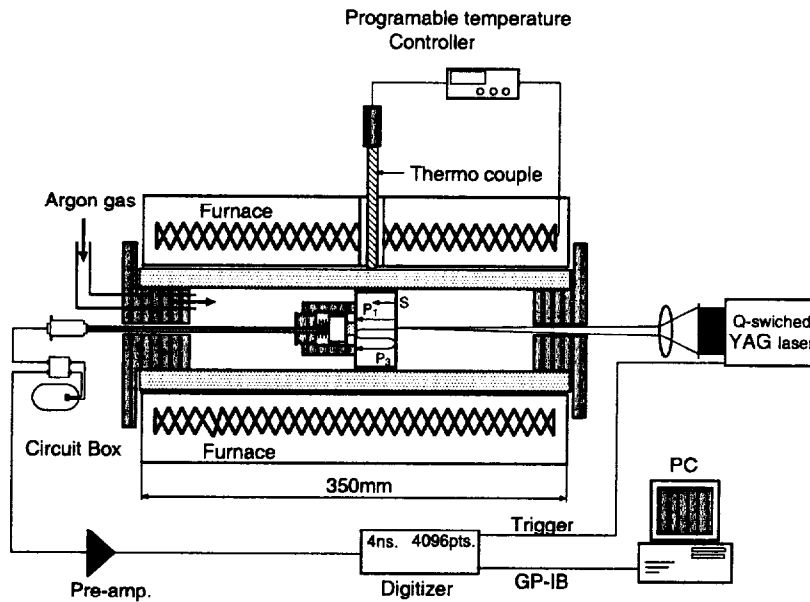


Fig. 4.6 Experimental setup for measuring acoustic properties of hot SUS304 steel by using laser ultrasonics.

アルゴン雰囲気の小形管状炉 (カンタルガデリウス社製、最高出力 $1kW$) 中に耐熱容量型センサを固定した試験片を設置し、 $300K \sim 973K$ で測定を行った。センサ震央点に $40mJ$ の Q スイッチ YAG レーザを集光照射し容量型センサで検出した。容量型センサの受感部は $\phi 10\text{ mm}$ で点検出にはなっていないが、 $10mm$ 直径による応答遅れはわずかに $50ns$ である。初期位相差 $\Delta\phi$ はレーザイグニッションシグナルを用いて $\Delta\phi=0$ とした。検出波はプリアンプ (NF 回路ブロック, 9913) で $40dB$ 増幅後、ディジタイザ (Tektronix RTD720A, sampling points: 4096pts, sampling interval: 4ns) を介し、パーソナルコンピュータ (NEC 9801) で解析した。Fig. 4.7に $873K$ の測定結果を示す。

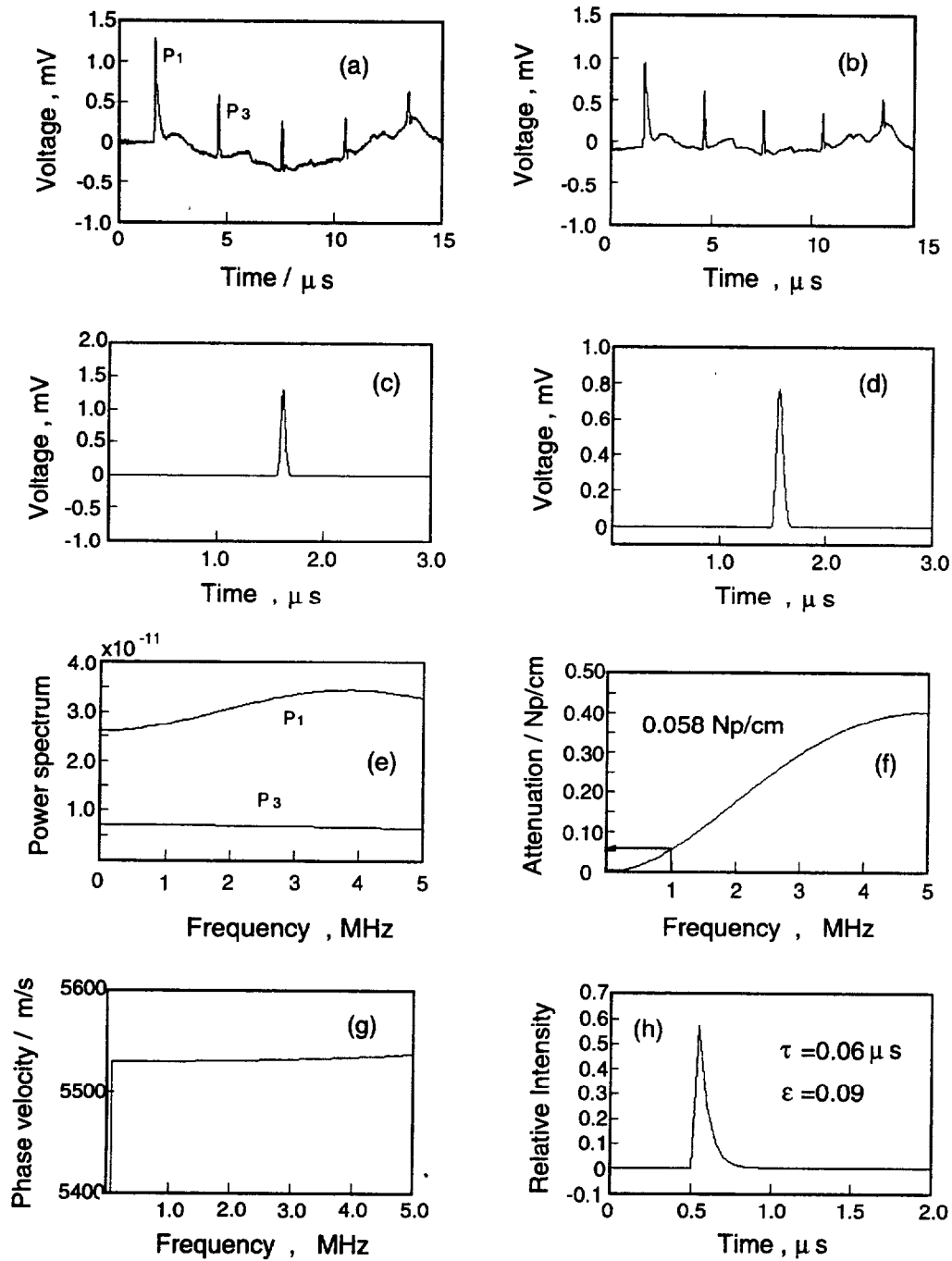


Fig. 4.7 Estimation method of acoustic properties of SUS 304 steel at 873 K, (a) Detected wave, (b) Wave after filtering, (c) Extracted P_1 wave, (d) Extracted P_3 wave, (e) Power spectra of P_1 and P_3 waves, (f) Attenuation dispersion, (g) Velocity dispersion, (h) Relaxation function $R(t)$.

Fig. 4.7(a) は P_0 波までの検出で、(b) はハイパスフィルタ ($> 40\text{KHz}$) と ε -フィルタ処理 [149][150] した波形である。(c),(d) にそれぞれ P_1 波、 P_3 波を、また、 P_1 、 P_3 波のスペクトラムを (e) に示す。(4.4),(4.5) 式を用いて求めた波動減衰と速度分散の周波数依存性をそれぞれ (f),(g) に示す。また、(h) に示した遅延関数は減衰の周波数依存性より求め、遅延時間 τ は $0.06\text{ }\mu\text{s}$ 、遅延強さ ε は 0.09 であった。

Fig. 4.8 に到達時間差から求めた P 波 (C_p) および S 波 (C_s) の温度依存性を示した。P 波速度は $300\text{K} \sim 973\text{K}$ の間に 2600m/s も減少している。一方、Fig. 4.9 には約 1MHz での減衰率の温度依存性を示す。減衰率 α は Arrhenius 型の温度依存性を示し、 600K の温度変化によって 2 桁以上大きくなっている。

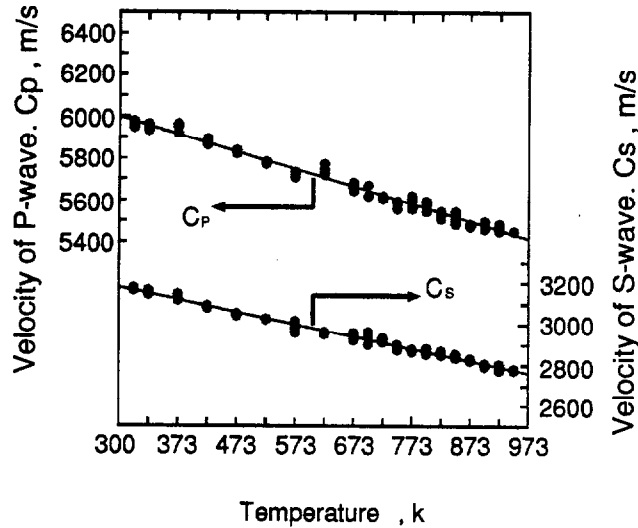


Fig. 4.8 Change of P- and S-wave velocity of SUS304 steel as a function of temperature.

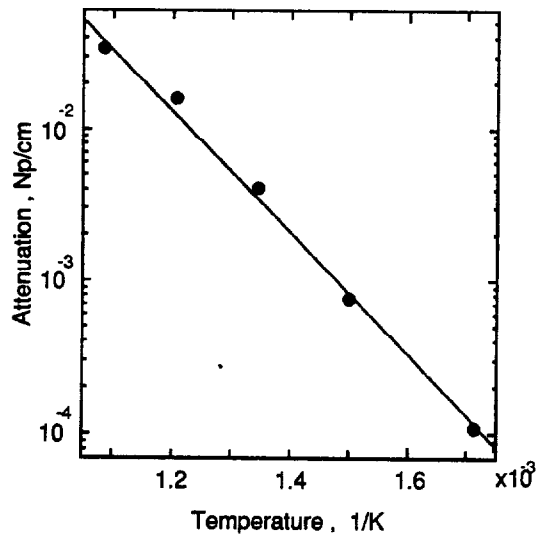


Fig. 4.9 Change of P-wave attenuation of SUS304 steel at 1MHz as a function of temperature.

4.3 複合材料の音響異方性計測

一方向強化 GFRP(UD-GFRP) とガラスロービングマット積層 GFRP(Laminated-GFRP) の群速度異方性を iso angular scanning method(IAS 法) で測定した。一方、波動減衰の異方性は、UD-GFRP には through transmission method(TT 法) で、Laminated-GFRP にはウェーブレット変換を用いる測定を行なった。

4.3.1 Iso Angular Scanning Method (IAS 法) による群速度の異方性測定

Fig. 4.10のように、Q スイッチ YAG レーザ (Continuum, NY60, 半値持続時間 $5ns$) をプラノコンベックスレンズ (集光距離: 350 mm) を用いて $\phi 0.425\text{ mm}$ に集光して照射し、シリコンオイルのアブレーションによって弾性波を励起した。YAG レーザの一部をフォトダイオードで検出してトリガにし、金蒸着を施した震央での変位をヘテロダイン型レーザ干渉計 (B.M.industries, SH-120) で検出し、高速ディジタイザ (Tektronix, RTD 720A) を用いてサンプリングインターバル $4ns$ 、サンプリングポイント $4096pts$ で A/D 変換した後、EWS(SUN, SS5) で解析した。検出点を繊維配向に沿って移動させることによって、任意の伝播角度 θ_g の P 波群速度を計測した。試験片には一方向強化 GFRP(UD-GFRP, F.C. $60_{mass}\%$) とガラスクロスロービングマット積層 GFRP(Laminated-GFRP, F.C. $66_{mass}\%$) を用いた。UD-GFRP および Laminated-GFRP の製法・組成については第6章で述べる。

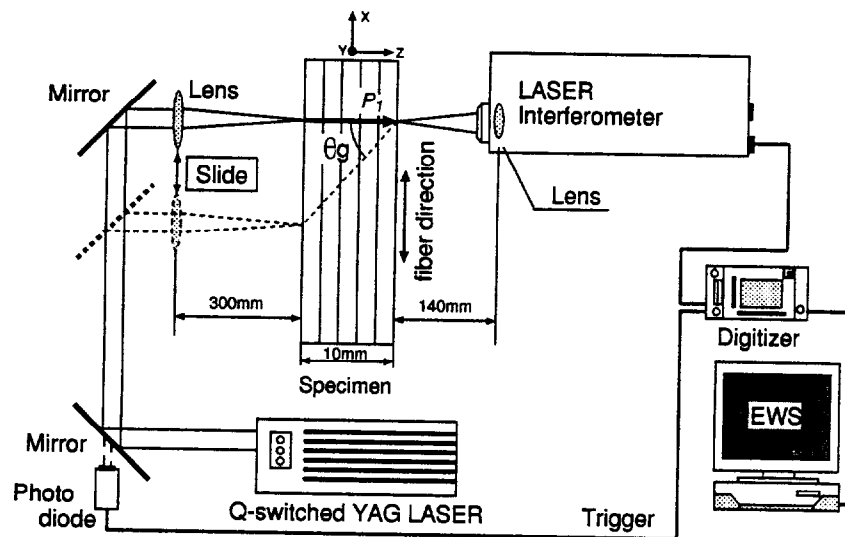


Fig. 4.10 Experimental setup for measuring the orientation dependence of the P -wave group velocity by laser iso angular scanning method.

Fig. 4.11に、UD-GFRP の伝播角 $\theta_g = 15, 21, 44^\circ$ での検出波を示す。P 波群速度は試験片厚さをトリガ信号と初動 P 波の到達時間差で割ることで算出し、Table 4.2にまとめた。

Table 4.2 Comparison of orientation dependency of P -wave group velocity for UD-GFRP.

Propagation direction (degree)	0	15	21	37	44	65	70	77	84	90
Group velocity (m/s)	4495	4466	4162	3660	3335	2915	2816	2761	2741	2745

UD-GFRP の P 波群速度分布を Fig. 4.12に示す。X 軸が繊維方向で、○ が実測値である。繊維垂直方向 ($\theta_g = 90^\circ$) の群速度が 2745 m/s 、繊維方向 ($\theta_g = 0^\circ$) のそれは 4495 m/s であり、その比は 1.6 であった。

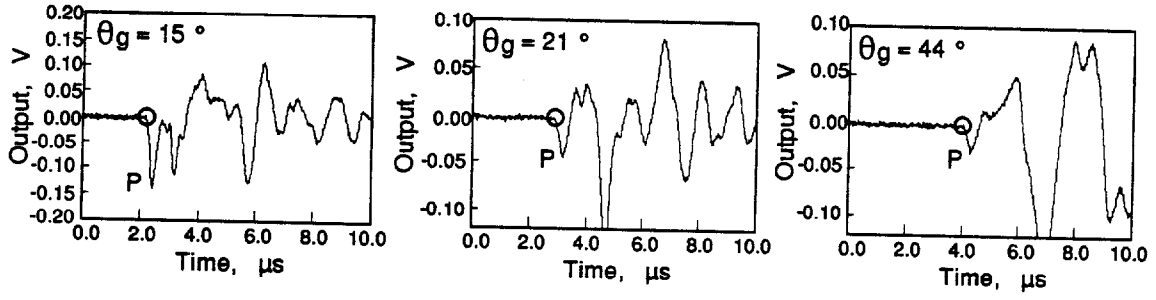
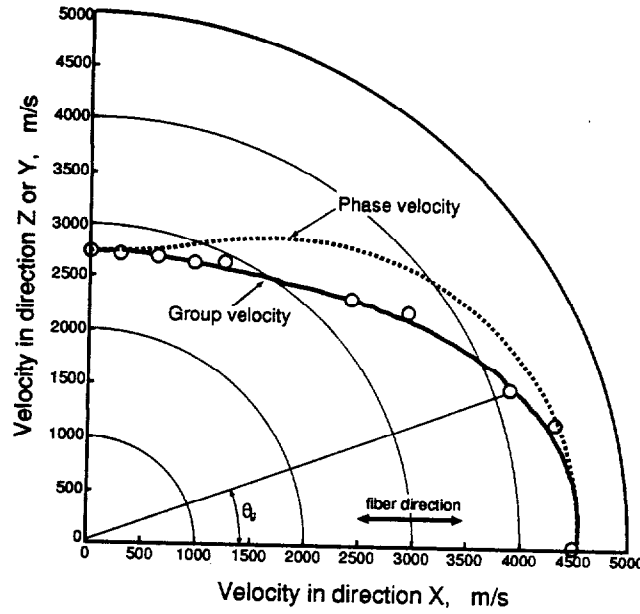
Fig. 4.11 Detected waves at $\theta_g = 15, 21$ and 44° .Fig. 4.12 Orientation dependence of the P -wave velocity at 1.5MHz for UD-GFRP.

Fig. 4.10中に示したデカルト座標 (x, y, z) 方向の P 波群速度を v_{gx}, v_{gy}, v_{gz} とすると、 v_{gy} と v_{gz} は等しいので群速度の三次元分布は (4.6) 式の楕円で近似できる。また、任意方向への P 波群音速 v_{gi} は伝播方向の方向余弦 (l_i, m_i, n_i) と伝播距離 R_i を用いると (4.7) 式で実測値 (Fig. 4.12の実線) とよく一致する。

$$\frac{x^2}{v_{gx}^2} + \frac{y^2}{v_{gy}^2} + \frac{z^2}{v_{gz}^2} = 1 \quad (4.6)$$

$$v_{gi} = \sqrt{\frac{v_{gx}^2 v_{gy}^2 v_{gz}^2 \{(l_i R_i)^2 + (m_i R_i)^2 + (n_i R_i)^2\}}{v_{gy}^2 v_{gz}^2 (l_i R_i)^2 + v_{gx}^2 v_{gz}^2 (m_i R_i)^2 + v_{gx}^2 v_{gy}^2 (n_i R_i)^2}} \quad (4.7)$$

次に、群速度と位相速度の関係式 ((1.12) 式) を用いて、群速度分布から位相速度分布を求めると、 P 波位相速度は (4.8) 式による近似曲線と一致し、Fig. 4.12に点線で示した。

$$v_{pi} = \sqrt{v_x^2 l_i^2 + v_y^2 m_i^2 + v_z^2 n_i^2} \quad (4.8)$$

Laminated-GFRP の計測結果を Fig. 4.13に示す。Y 軸がガラスロービングマットの積層方向で、○ が実測値である。積層方向 ($\theta_g = 90^\circ$) の P 波群速度が 1860m/s であるのに対し、繊維方向 ($\theta_g = 0^\circ$) は 3400m/s であった。図中の実線は (4.7) 式による群速度の近似曲線で、点線は (4.8) 式による位相速度の近似曲線である。Table 4.3に Laminated-GFRP の群速度の実測値を示した。

Table 4.3 Orientation dependency of P-wave group velocity of laminated-GFRP.

Propagation direction (degree)	0	20	30	40	45	50	60	70	80	90
Group velocity (m/s)	3400	2990	2602	2303	2224	2126	2000	1921	1883	1860

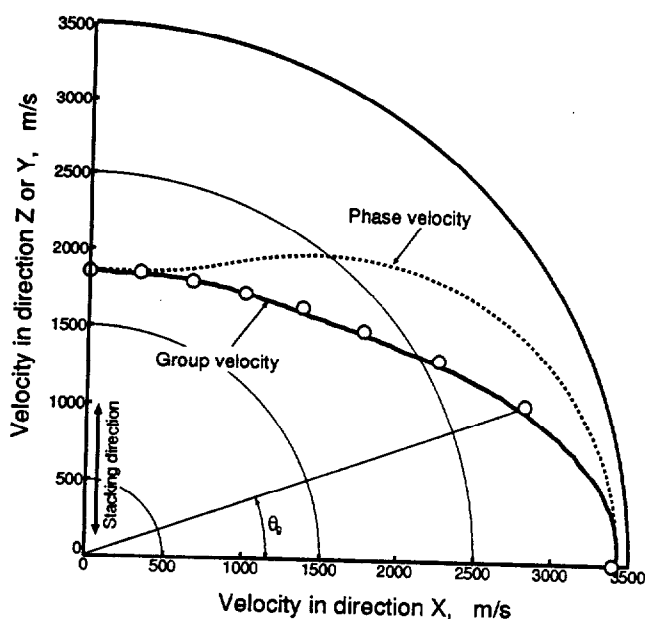


Fig. 4.13 Orientation dependence of the P-wave velocity for laminated-GFRP.

4.3.2 Through Transmission Method (TT 法) による減衰率測定

減衰率の異方性は IAS 法では不可能なので、異なる繊維配向をもつ GFRP 試験片に対して、Fig. 4.14の TT 法によって測定した。試験片には繊維方向 θ が $0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ になるように切出した $50 \times 50\text{mm}$ 、厚さ 5mm の UD-GFRP を用いた。計測機器は ISA 法と同じで、弾性波入力源に Q スイッチ YAG レーザを用い、ヘテロダイン型レーザ干渉計で震央変位を検出した。検出波は高速デジタイザを介して EWS に取り込み、初動 P_1 波と反射 P_3 を抽出して spectral ratio 法で解析した。

Fig. 4.15に $\theta = 90^\circ$ の解析結果を示す。図中 (a) は検出波形、(b) は低出力ノイズを ϵ -分離非線形デジタルフィルタ [149][150] で除去した後 4 次のチェビシェフ・バンドパスフィルタ処理 ($200\text{kHz} \sim 10\text{MHz}$) した波形である。(b) から P_1 波、 P_3 波をコサインテーパウインドウ処理によって抽出したものが (c)、(e) で、これらのスペクトラムが (d)、(f) である。(d)、(f) から求めた減衰率の周波数依存性を (g)、位相速度分散を (h) に示した。

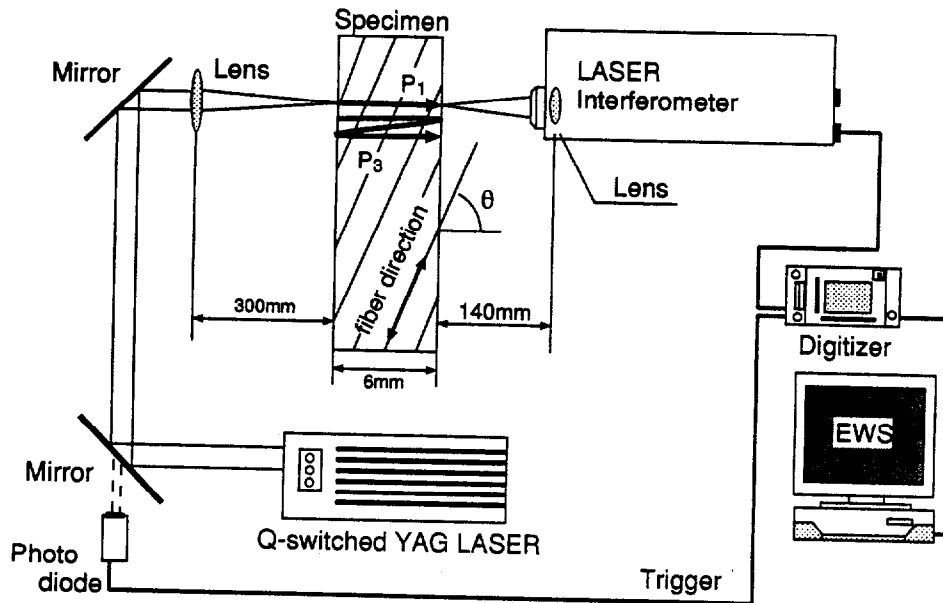


Fig. 4.14 Laser through transmission method for measuring the P -wave attenuation and velocity dispersion.

UD-GFRP の P 波減衰率の周波数依存性を Fig. 4.16 と Table 4.4 に示す。1.53 MHz では、垂直方向 ($\theta = 90^\circ$) が 0.332 Np/cm であるのに対し、平行方向 ($\theta = 0^\circ$) は 0.096 Np/cm で約 4.5 倍の異方性がある。

Table 4.4 Orientation dependency of the P -wave attenuation (Np/cm) for UD-GFRP.

Freq. (MHz)	1.04	1.16	1.28	1.40	1.53	1.65	1.77	1.89	2.01
0°	0.071	0.076	0.082	0.089	0.096	0.103	0.112	0.121	0.130
30°	0.139	0.147	0.157	0.168	0.180	0.194	0.208	0.224	0.241
45°	0.181	0.190	0.201	0.214	0.228	0.243	0.261	0.279	0.300
60°	0.209	0.227	0.248	0.271	0.297	0.325	0.356	0.390	0.427
90°	0.235	0.253	0.273	0.296	0.322	0.352	0.385	0.423	0.466

1.40, 1.53, 1.65 MHz での減衰異方性を Fig. 4.17 に示す。図の横軸が繊維方向で、●が計測値である。なお、実線は、 x 、 y 、 z 方向の P 波減衰率を α_x 、 α_y 、 α_z とし、方向余弦を (l_i, m_i, n_i) としたときの減衰率 α_i を (4.9) 式で近似した曲線である。

$$\alpha_i = \sqrt{\alpha_x^2 l_i^2 + \alpha_y^2 m_i^2 + \alpha_z^2 n_i^2} \quad (4.9)$$

一方、減衰率の周波数依存性から (2.70) 式を用いて遅延時間 (τ) と遅延強さ (ϵ) を推定し、時間緩和関数 $R(t)$ を求めた。 $\theta = 0^\circ$ と $\theta = 90^\circ$ の遅延時間と遅延強さを Table 4.5 に、時間緩和関数を Fig. 4.18 に示す。

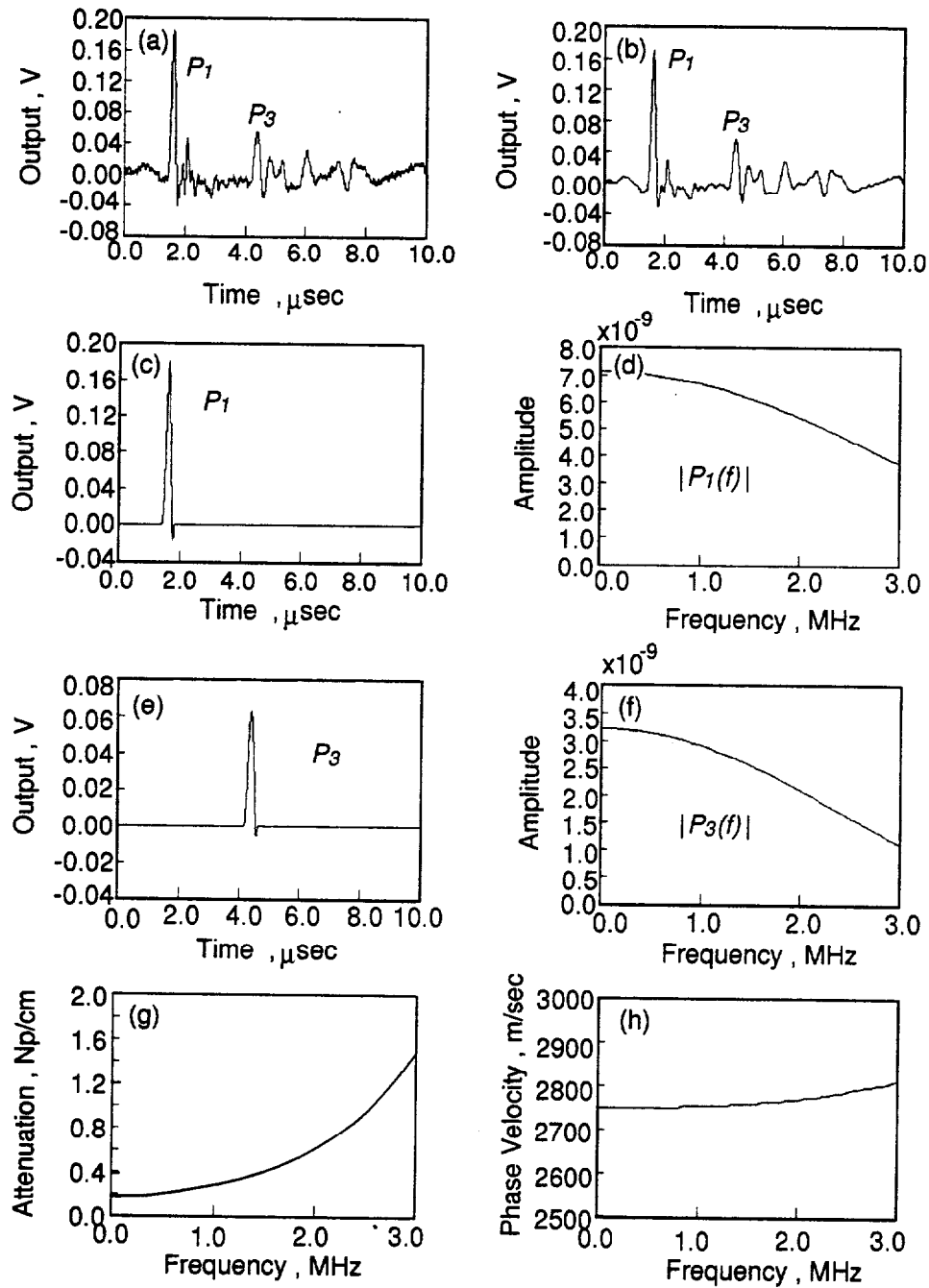


Fig. 4.15 Procedure for estimating the P -wave attenuation and phase velocity dispersion in UD-GFRP ($\theta = 90^\circ$) by the laser through transmission method. (a) Detected wave. (b) Filtered wave. (c) Extracted P_1 -wave. (d) Power spectrum of P_1 -wave. (e) Extracted P_3 -wave. (f) Power spectrum of P_3 -wave. (g) Frequency dependence of P -wave attenuation. (h) Phase velocity dispersion of P -wave.

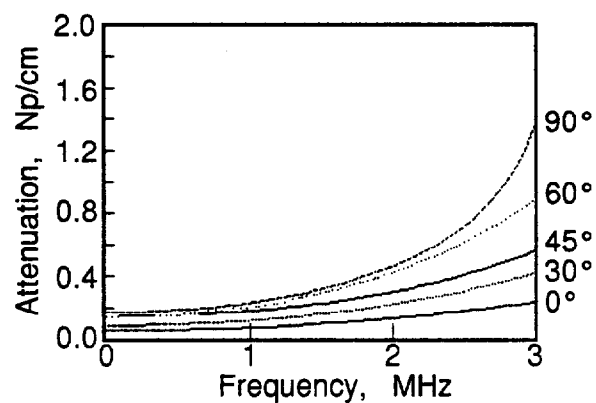


Fig. 4.16 Frequency dependence of the P-wave attenuation for UD-GFRP with 60_{mass}% fiber content.

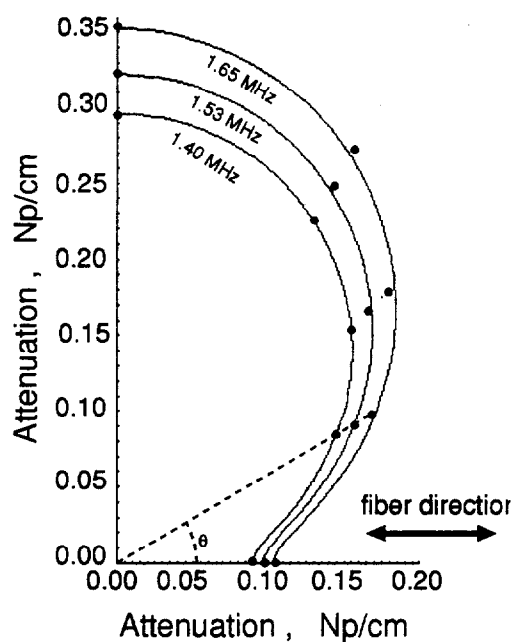
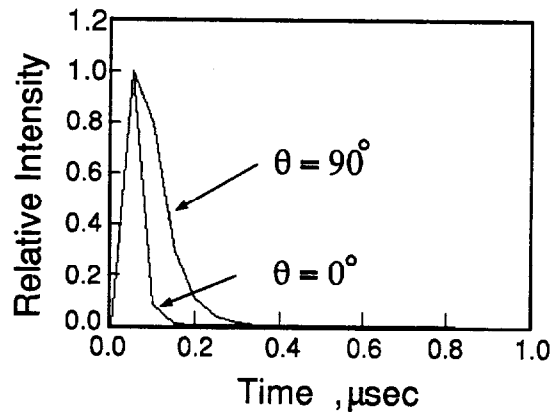


Fig. 4.17 Orientation dependence of the P-wave attenuation for UD-GFRP.

Table 4.5 Relaxation time τ and strength ε for UD-GFRP.

	$\theta = 0^\circ$	$\theta = 90^\circ$
Relaxation time (τ)	0.02	0.05
Relaxation strength (ε)	0.18	0.29

Fig. 4.18 Relaxation function $R(t)$ for UD-GFRP.

4.3.3 多重反射波のウェーブレット解析による減衰率の測定

Laminated-GFRP は、複雑な繊維配向や層間乱反射のため減衰が大きく、TT 法では測定出来なかった。そこで、多重反射波に対してウェーブレット変換 (WT) を用いる解析を試みた。

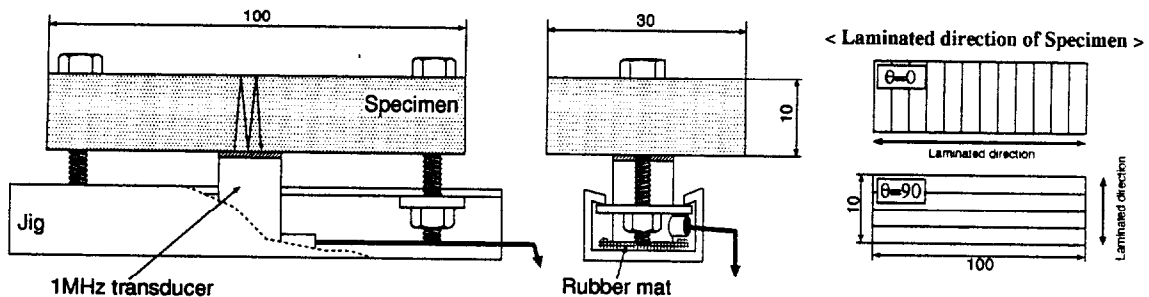


Fig. 4.19 Method for measuring the attenuation by using the wavelet transform of multi-plate echo.

Fig. 4.19に計測システムを示す。試験片には右図のような繊維方向 ($\theta = 0^\circ$) と積層方向 ($\theta = 90^\circ$) を用いた。形状は $100\text{mm}^L \times 30\text{mm}^W \times 10\text{mm}^H$ で、上下面を鏡面に仕上げた。また、振動子/試験片界面の接触媒質にはシリコングリス (信越化学、HIVAC-G) を用い、治具で強固に固定することによって反射損失を小さくした。1MHz 共振型振動子 (帝通電子、B1C10N) を立上がり時間 200ns 、電圧 3000V のショックパルスによって励起した。検出波はディジタル化 (AITONICS、APC-510、10bit、 50ns) を介し、EWS(SUN、Sparc IPX) で解析した。第一反射波 P_2 と第二反射波 P_4 のウェーブレット強度のピークの比から 0.74 、 0.88 、 1.05 、 1.25 、 1.49MHz の減衰率を求めた。

Fig. 4.20に検出波と WT 解析結果を示す。左列は繊維方向 ($\theta = 0^\circ$)、右列は積層方向 ($\theta = 90^\circ$) で、上段は検出波、中段は WT 係数の三次元表示、下段は等高線表示である。検出波には、 $8\mu\text{s}$ にイグニッションノイズがあり、 $17.5\mu\text{s}$ に第一反射波 (P_2)、 $25\mu\text{s}$ に第二反射波 (P_4) が到達している。一例として、 0.88MHz と 1.49MHz の WT 成分を Fig. 4.21に示す。各周波数の P_2, P_4 のピーク値に音場補正と反射損失の補正を行い (4.1) 式より求めた減衰率 α を Fig. 4.22に●で示した。同図の○は同じ手法で求めた繊維方向 ($\theta = 0^\circ$) の α である。

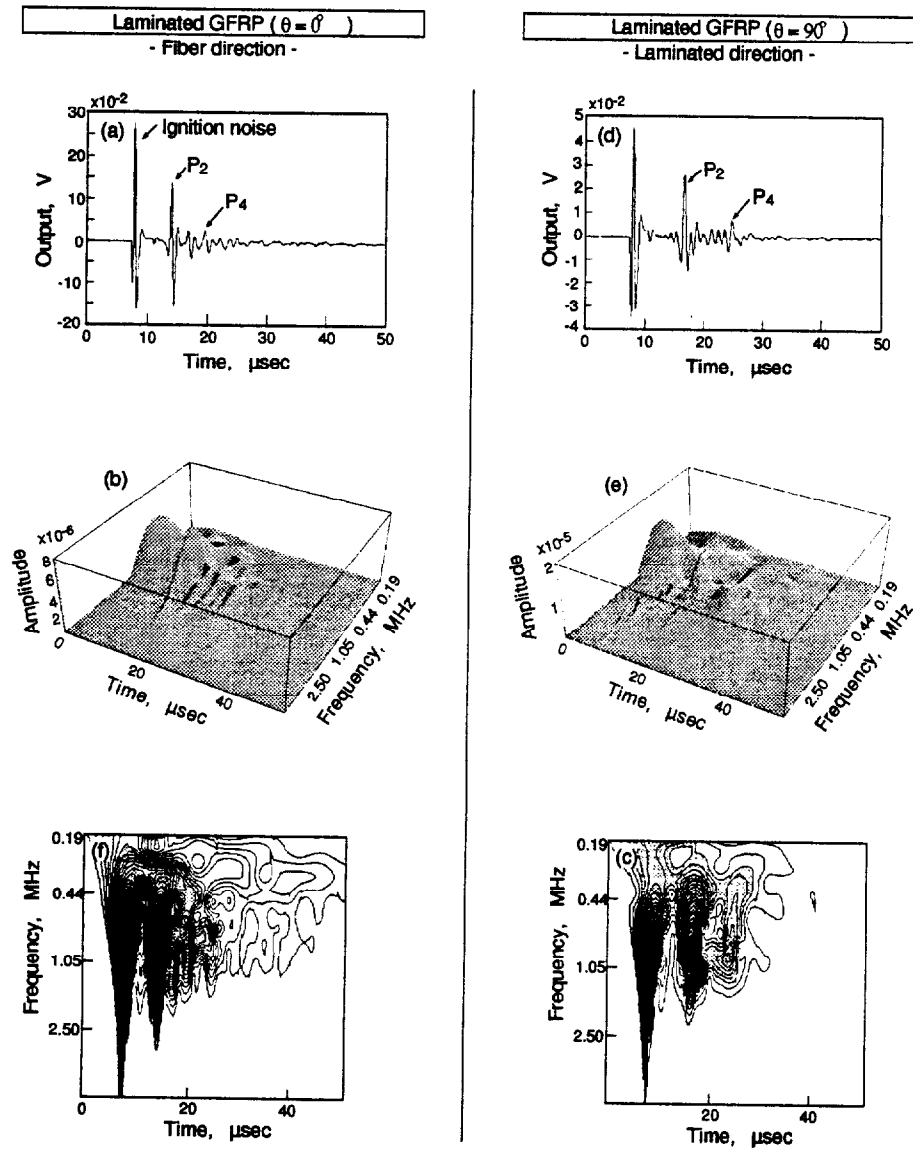


Fig. 4.20 Procedure for estimating the P-wave attenuation of laminated-GFRP in the direction of $\theta = 0^\circ$ and 90° . (a),(d): detected waves. (b),(e): 3D-images of wavelet coefficients. (c),(f): contour maps of wavelet coefficient.

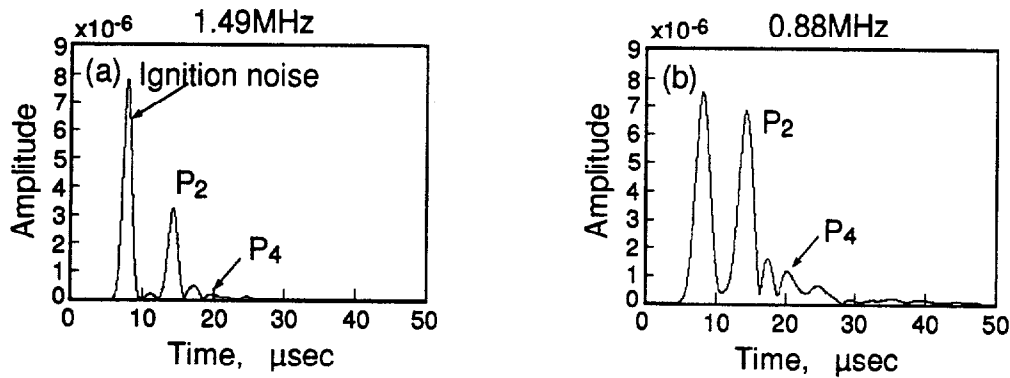


Fig. 4.21 Time transient of wavelet coefficient at 1.49 MHz (a) and 0.88 MHz (b) in the direction $\theta = 90^\circ$.

Laminated-GFRP の $\theta = 0^\circ, 90^\circ$ 方向の P 波減衰率の周波数依存性と遅延関数 $R(t)$ を Fig. 4.22 に示し、計測値を各々 Tables 4.6 にまとめた。減衰が最も大きかったのは積層方向 ($\theta = 90^\circ$) の 1.49 MHz で $0.978 N_p/cm$ であった。 $R(t)$ は UD-GFRP (Fig. 4.18) と比較した場合、時間遅延は大きい方向依存性は少ない。

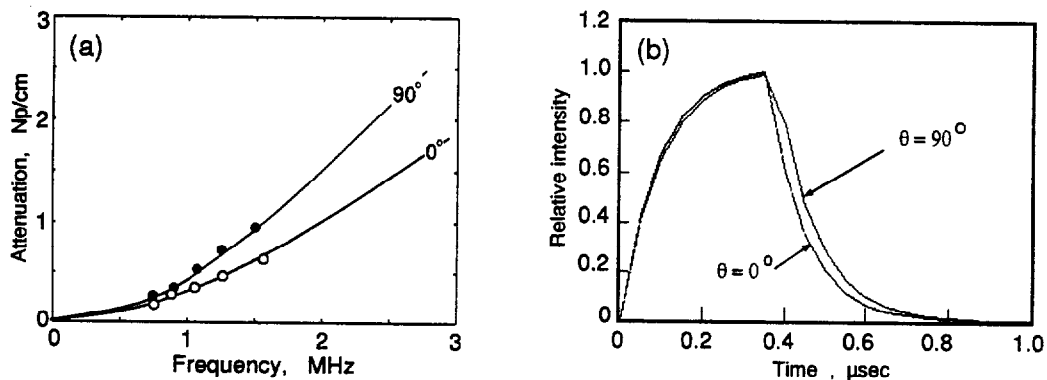


Fig. 4.22 Frequency dependence of the P-wave attenuation (a) and Relaxation function $R(t)$ (b) for laminated-GFRP with 66% fiber content.

Table 4.6 P-wave attenuation (α) and Relaxation time τ and strength ε for laminated-GFRP.

Frequency (MHz)	0.74	0.88	1.05	1.25	1.49	Relaxation time (τ)	Relaxation strength (ε)
$\theta = 0^\circ$ (Np/cm)	0.246	0.291	0.330	0.478	0.861	0.92	0.30
$\theta = 90^\circ$ (Np/cm)	0.142	0.375	0.557	0.743	0.978	0.098	0.36

一方、Laminated-GFRP の減衰異方性を Fig. 4.23 に示す。図の縦軸が積層方向、●が計測値、実線は (4.9) 式で表される分布曲線である。1.05 MHz の積層方向の減衰が $0.573 N_p/cm$ であるのに対し、繊維方向は $0.399 N_p/cm$ で、1 : 1.5 の異方性を有する。Laminated-GFRP については、減衰測定用の試験片製作が難しく $\theta = 0^\circ, 90^\circ$ の計測しか行なえなかった。限られたデータから減衰異方性を推定するには問題があるが、UD-GFRP の群速度異方性と同様に表示されたことから、減衰異方性も UD-GFRP と同様に表記できるものと推定した。

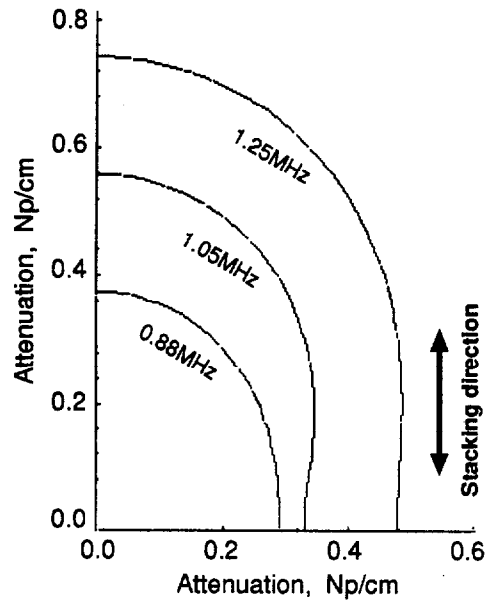


Fig. 4.23 Orientation dependence of the P -wave attenuation for laminated-GFRP.

4.4 三次元破壊源位置標定

4.4.1 計算アルゴリズム

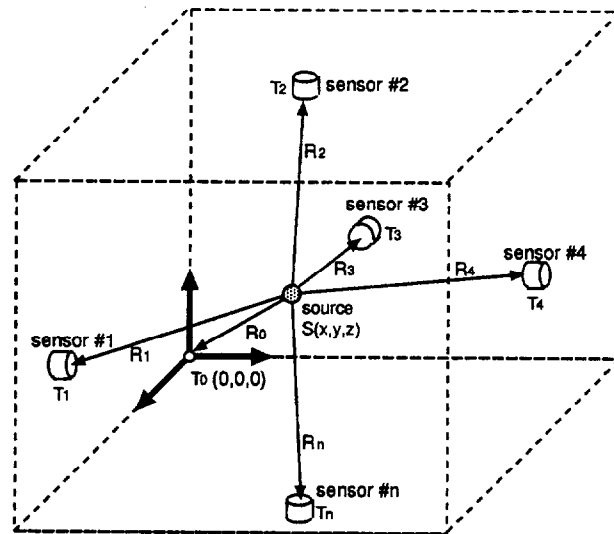


Fig. 4.24 Sensors location for AE source location analysis.

任意方向の P 波の群速度を v_i とし、センサ T_0 を座標原点とする三次元座標系 (Fig. 4.24) を考える。センサ T_1 、 T_2 、 $\dots$ 、 T_N の P 波 (エネルギー波) の到達時刻とセンサ T_0 への到達時刻 t_0 との時間差をそれぞれ t_1 、 t_2 、 $\dots$ 、 t_N とする。このとき、AE 発生源 (破壊源) の座標を $S(x, y, z)$ 、センサ T_i の座標を $T_i(a_i, b_i, c_i)$ とすれば、座標原点に位置するセンサ T_0 とセンサ T_i への P 波到達時間差 t_i と距離 R_i に関して (4.10) 式が得られる。

$$\begin{aligned}
R_i &= \sqrt{(x - a_i)^2 + (y - b_i)^2 + (z - c_i)^2} \\
R_0 &= \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \\
t_i &= \frac{R_i}{v_i} - \frac{R_0}{v_0} \quad (i = 1, 2, \dots, N)
\end{aligned} \tag{4.10}$$

ここで、任意方向の P 波群速度 v_i は (4.7) 式で表される。

(4.10) 式の第 3 式は、二葉双曲面の片側 (一葉) であり、破壊源は N 個の双曲面の交点として得られることを表している。しかし、非線形連立方程式を解くには不向きであるため、(4.10) 式を平方して i 番目と j 番目の方程式の差をとることによって、(4.11) 式のような線形連立方程式が得られる。

$$A_{ij}x + B_{ij}y + C_{ij}z + D_{ij}v_p^2 = E_{ij} \tag{4.11}$$

ここで、係数 $A_{ij} \sim E_{ij}$ は下のように表される。

$$\begin{aligned}
A_{ij} &= 2(a_i t_j - a_j t_i) \\
B_{ij} &= 2(b_i t_j - b_j t_i) \\
C_{ij} &= 2(c_i t_j - c_j t_i) \\
D_{ij} &= t_i t_j (t_i - t_j) \\
E_{ij} &= t_j (a_i^2 + b_i^2 + c_i^2) - t_i (a_j^2 + b_j^2 + c_j^2) \quad (i, j = 1, 2, \dots, N)
\end{aligned}$$

$t_i (i = 1, 2, \dots, N)$ が 0 でないならば、(4.11) 式で 1 次独立な式は $(N - 1)$ 個存在する。センサの数は原点のセンサ T_0 を加えて $N + 1$ 個であるから、破壊源位置標定を行うには $N - 1 = 3$ であるべきである。つまり、 $N + 1 = 5$ となって 5 個のセンサが最低限必要である。本研究では精度を上げるために 8 個の位置標定用センサを用いた。

(4.11) 式を行列の形で表すと (4.12) 式になる。

$$[A_{ij}, B_{ij}, C_{ij}] \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \{E_{ij} - D_{ij}v_p^2\} \tag{4.12}$$

(4.12) 式を解くには、左辺の行列式が 0 とならないことが必要である。全てのセンサが同一平面上に配置されている場合はこの条件を満たさない。また、行列式が 0 とならなくてもそれが非常に小さい値となった場合には標定誤差が生じることが指摘されている [57]。この他、(4.10) 式では二葉双曲面の一方を規定しているが、それを平方した (4.11) 式では解としてもう一方の双曲面上に真の破壊源が存在する可能性があることに注意する必要がある。

ところで、6 個以上のセンサを使用する場合については (4.12) 式で未知数よりも方程式の数が多くなるので最小二乗法を適用することが可能となる。しかし、線形連立方程式では仮に 1 つでも計測誤差の大きいものを含む方程式が存在していると全体の解の精度は極端に悪くなるため、センサ数を増加しても (4.12) 式の解は第 1 次の近似解ではない。なお、1 次近似解を求める時の v_p の値は x 、 y 、 z 方向の P 波の平均速度 $(v_x + v_y + v_z)/3$ を使用する。

1 次近似解の精度を上げるため反復法を用いた。(4.12) 式より求められた 1 次近似解が (x^a, y^a, z^a) であるのに対して真の解が $(x^a + \Delta x, y^a + \Delta y, z^a + \Delta z)$ にあるとすると、距離 R_i は Taylor 展開によって、(4.13) 式で表される。

$$R_i = R_i^a + l_i^a \Delta x + m_i^a \Delta y + n_i^a \Delta z \tag{4.13}$$

$$R_i^a = \sqrt{(x^a - a_i)^2 + (y^a - b_i)^2 + (z^a - c_i)^2}$$

$$l_i^a = \frac{x^a - a_i}{R_i^a}, \quad m_i^a = \frac{y^a - b_i}{R_i^a}, \quad n_i^a = \frac{z^a - c_i}{R_i^a}$$

(4.13) 式を (4.10) 式に代入すると (4.14) 式を得る。

$$t_i = \frac{R_i^a + l_i^a \Delta x + m_i^a \Delta y + n_i^a \Delta z}{v_i^a} - \frac{R_0^a + l_0^a \Delta x + m_0^a \Delta y + n_0^a \Delta z}{v_0^a} \quad (4.14)$$

(4.14) 式を整理すれば、(4.15), (4.16) 式になる。

$$t_i - \left(\frac{R_i^a}{v_i^a} - \frac{R_0^a}{v_0^a} \right) = \left(\frac{l_i^a}{v_i^a} - \frac{l_0^a}{v_0^a} \right) \Delta x + \left(\frac{m_i^a}{v_i^a} - \frac{m_0^a}{v_0^a} \right) \Delta y + \left(\frac{n_i^a}{v_i^a} - \frac{n_0^a}{v_0^a} \right) \Delta z \quad (4.15)$$

$$\varepsilon_i = t_i - \left(\frac{R_i^a}{v_i^a} - \frac{R_0^a}{v_0^a} \right) - \left(\frac{l_i^a}{v_i^a} - \frac{l_0^a}{v_0^a} \right) \Delta x - \left(\frac{m_i^a}{v_i^a} - \frac{m_0^a}{v_0^a} \right) \Delta y - \left(\frac{n_i^a}{v_i^a} - \frac{n_0^a}{v_0^a} \right) \Delta z \quad (4.16)$$

ここで、 J を標価関数として (4.17) 式のように定義すると、ガウスの正規方程式 ((4.18) 式)[138] が得られる。

$$J = \sum_{i=1}^N \varepsilon_i^2$$

$$= \sum_{i=1}^N \left\{ t_i - \left(\frac{R_i^a}{v_i^a} - \frac{R_0^a}{v_0^a} \right) - \left(\frac{l_i^a}{v_i^a} - \frac{l_0^a}{v_0^a} \right) \Delta x - \left(\frac{m_i^a}{v_i^a} - \frac{m_0^a}{v_0^a} \right) \Delta y - \left(\frac{n_i^a}{v_i^a} - \frac{n_0^a}{v_0^a} \right) \Delta z \right\}^2 \quad (4.17)$$

$$\frac{\partial J}{\partial \Delta x} = \frac{\partial J}{\partial \Delta y} = \frac{\partial J}{\partial \Delta z} = 0 \quad (4.18)$$

$$\frac{\partial J}{\partial \Delta x} = -2 \sum_{i=1}^N \left\{ t_i - \left(\frac{R_i^a}{v_i^a} - \frac{R_0^a}{v_0^a} \right) - \left(\frac{l_i^a}{v_i^a} - \frac{l_0^a}{v_0^a} \right) \Delta x - \left(\frac{m_i^a}{v_i^a} - \frac{m_0^a}{v_0^a} \right) \Delta y - \left(\frac{n_i^a}{v_i^a} - \frac{n_0^a}{v_0^a} \right) \Delta z \right\} \left(\frac{l_i^a}{v_i^a} - \frac{l_0^a}{v_0^a} \right)$$

$$= 0 \quad (4.19)$$

$$\frac{\partial J}{\partial \Delta y} = -2 \sum_{i=1}^N \left\{ t_i - \left(\frac{R_i^a}{v_i^a} - \frac{R_0^a}{v_0^a} \right) - \left(\frac{l_i^a}{v_i^a} - \frac{l_0^a}{v_0^a} \right) \Delta x - \left(\frac{m_i^a}{v_i^a} - \frac{m_0^a}{v_0^a} \right) \Delta y - \left(\frac{n_i^a}{v_i^a} - \frac{n_0^a}{v_0^a} \right) \Delta z \right\} \left(\frac{m_i^a}{v_i^a} - \frac{m_0^a}{v_0^a} \right)$$

$$= 0 \quad (4.20)$$

$$\frac{\partial J}{\partial \Delta z} = -2 \sum_{i=1}^N \left\{ t_i - \left(\frac{R_i^a}{v_i^a} - \frac{R_0^a}{v_0^a} \right) - \left(\frac{l_i^a}{v_i^a} - \frac{l_0^a}{v_0^a} \right) \Delta x - \left(\frac{m_i^a}{v_i^a} - \frac{m_0^a}{v_0^a} \right) \Delta y - \left(\frac{n_i^a}{v_i^a} - \frac{n_0^a}{v_0^a} \right) \Delta z \right\} \left(\frac{n_i^a}{v_i^a} - \frac{n_0^a}{v_0^a} \right)$$

$$= 0 \quad (4.21)$$

(4.19)、(4.20)、(4.21) 式を変形すると、(4.22)、(4.23)、(4.24) 式になる。

$$\sum_{i=1}^N \left\{ t_i - \left(\frac{R_i^a}{v_i^a} - \frac{R_0^a}{v_0^a} \right) \right\} \left(\frac{l_i^a}{v_i^a} - \frac{l_0^a}{v_0^a} \right) = \sum_{i=1}^N \left(\frac{l_i^a}{v_i^a} - \frac{l_0^a}{v_0^a} \right)^2 \Delta x$$

$$+ \sum_{i=1}^N \left(\frac{m_i^a}{v_i^a} - \frac{m_0^a}{v_0^a} \right) \left(\frac{l_i^a}{v_i^a} - \frac{l_0^a}{v_0^a} \right) \Delta y$$

$$+ \sum_{i=1}^N \left(\frac{n_i^a}{v_i^a} - \frac{n_0^a}{v_0^a} \right) \left(\frac{l_i^a}{v_i^a} - \frac{l_0^a}{v_0^a} \right) \Delta z \quad (4.22)$$

$$\begin{aligned}
\sum_{i=1}^N \left\{ t_i - \left(\frac{R_i^a}{v_i^a} - \frac{R_0^a}{v_0^a} \right) \right\} \left(\frac{m_i^a}{v_i^a} - \frac{m_0^a}{v_0^a} \right) &= \sum_{i=1}^N \left(\frac{l_i^a}{v_i^a} - \frac{l_0^a}{v_0^a} \right) \left(\frac{m_i^a}{v_i^a} - \frac{m_0^a}{v_0^a} \right) \Delta x \\
&+ \sum_{i=1}^N \left(\frac{m_i^a}{v_i^a} - \frac{m_0^a}{v_0^a} \right)^2 \Delta y \\
&+ \sum_{i=1}^N \left(\frac{n_i^a}{v_i^a} - \frac{n_0^a}{v_0^a} \right) \left(\frac{m_i^a}{v_i^a} - \frac{m_0^a}{v_0^a} \right) \Delta z
\end{aligned} \quad (4.23)$$

$$\begin{aligned}
\sum_{i=1}^N \left\{ t_i - \left(\frac{R_i^a}{v_i^a} - \frac{R_0^a}{v_0^a} \right) \right\} \left(\frac{n_i^a}{v_i^a} - \frac{n_0^a}{v_0^a} \right) &= \sum_{i=1}^N \left(\frac{l_i^a}{v_i^a} - \frac{l_0^a}{v_0^a} \right) \left(\frac{n_i^a}{v_i^a} - \frac{n_0^a}{v_0^a} \right) \Delta x \\
&+ \sum_{i=1}^N \left(\frac{m_i^a}{v_i^a} - \frac{m_0^a}{v_0^a} \right) \left(\frac{n_i^a}{v_i^a} - \frac{n_0^a}{v_0^a} \right) \Delta y \\
&+ \sum_{i=1}^N \left(\frac{n_i^a}{v_i^a} - \frac{n_0^a}{v_0^a} \right)^2 \Delta z
\end{aligned} \quad (4.24)$$

(4.22)、(4.23)、(4.24) 式から $(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ を求める方程式にすると (4.25) 式となる。

$$A\alpha = \beta \quad (4.25)$$

但し、 A, α, β は下のよう表される。

$$\begin{aligned}
A &= \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^N \left(\frac{l_i^a}{v_i^a} - \frac{l_0^a}{v_0^a} \right)^2 & \sum_{i=1}^N \left(\frac{m_i^a}{v_i^a} - \frac{m_0^a}{v_0^a} \right) \left(\frac{l_i^a}{v_i^a} - \frac{l_0^a}{v_0^a} \right) & \sum_{i=1}^N \left(\frac{n_i^a}{v_i^a} - \frac{n_0^a}{v_0^a} \right) \left(\frac{l_i^a}{v_i^a} - \frac{l_0^a}{v_0^a} \right) \\ \sum_{i=1}^N \left(\frac{l_i^a}{v_i^a} - \frac{l_0^a}{v_0^a} \right) \left(\frac{m_i^a}{v_i^a} - \frac{m_0^a}{v_0^a} \right) & \sum_{i=1}^N \left(\frac{m_i^a}{v_i^a} - \frac{m_0^a}{v_0^a} \right)^2 & \sum_{i=1}^N \left(\frac{n_i^a}{v_i^a} - \frac{n_0^a}{v_0^a} \right) \left(\frac{m_i^a}{v_i^a} - \frac{m_0^a}{v_0^a} \right) \\ \sum_{i=1}^N \left(\frac{l_i^a}{v_i^a} - \frac{l_0^a}{v_0^a} \right) \left(\frac{n_i^a}{v_i^a} - \frac{n_0^a}{v_0^a} \right) & \sum_{i=1}^N \left(\frac{m_i^a}{v_i^a} - \frac{m_0^a}{v_0^a} \right) \left(\frac{n_i^a}{v_i^a} - \frac{n_0^a}{v_0^a} \right) & \sum_{i=1}^N \left(\frac{n_i^a}{v_i^a} - \frac{n_0^a}{v_0^a} \right)^2 \end{bmatrix} \\
\alpha &= \begin{pmatrix} \Delta x \\ \Delta y \\ \Delta z \end{pmatrix} \\
\beta &= \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^N \left\{ t_i - \left(\frac{R_i^a}{v_i^a} - \frac{R_0^a}{v_0^a} \right) \right\} \left(\frac{l_i^a}{v_i^a} - \frac{l_0^a}{v_0^a} \right) \\ \sum_{i=1}^N \left\{ t_i - \left(\frac{R_i^a}{v_i^a} - \frac{R_0^a}{v_0^a} \right) \right\} \left(\frac{m_i^a}{v_i^a} - \frac{m_0^a}{v_0^a} \right) \\ \sum_{i=1}^N \left\{ t_i - \left(\frac{R_i^a}{v_i^a} - \frac{R_0^a}{v_0^a} \right) \right\} \left(\frac{n_i^a}{v_i^a} - \frac{n_0^a}{v_0^a} \right) \end{bmatrix}
\end{aligned}$$

$N \geq 5$ の場合を仮定して (4.25) 式に最小二乗法を適用することによって $(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ を決めることができる。

次に、 $(x^a + \Delta x, y^a + \Delta y, z^a + \Delta z)$ を新たな 1 次近似解と置き直して (4.13)~(4.25) 式の計算を繰り返し、収束解が得られるまで反復計算を行う。一事象についての計算時間は、反復計算を 1000 回行い約 1 秒である。

4.4.2 センサ配置

三次元破壊源位置標定を行うには、破壊源に対して5個以上のセンサを等距離で全ての面(6面)に取付けることが好ましく、全てのセンサを同一面に取付けた場合は解が得られない。正確な位置評定を行うためには、センサを適切に配置することが重要である。

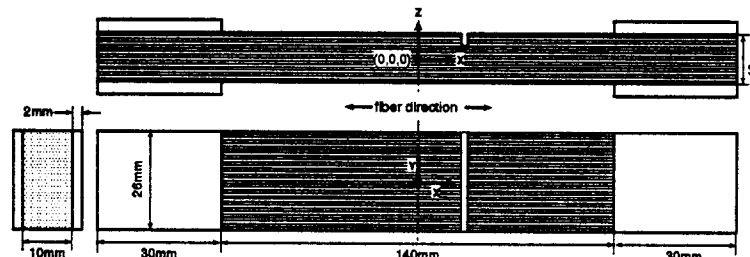
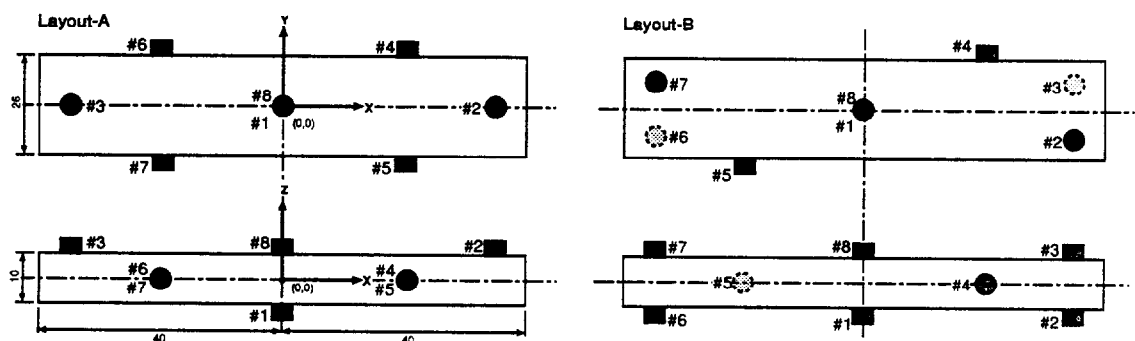


Fig. 4.25 Specimen for tensile loading of UD-GFRP.

本研究で用いるスリット付き引張り試験片は Fig. 4.25 のような形状で、位置標定すべき x 方向長さが 140mm であるのに対して z 方向長さ(厚さ)はわずか 10mm である。また、繊維方向の音速は約 4500m/s であるのに対して繊維垂直方向は約 2750m/s で、試験片形状・音速分布とも極めて偏平な形状をしている。そこで、高い標定精度を得るためにシミュレーションによって8個のセンサ配置場所について検討した。



Layout-A

	# 1	# 2	# 3	# 4	# 5	# 6	# 7	# 8
$x \text{ (mm)}$	0	35	-35	20	20	-20	-20	0
$y \text{ (mm)}$	0	0	0	13	-13	13	-13	0
$z \text{ (mm)}$	-5	5	5	0	0	0	0	5

Layout-B

	# 1	# 2	# 3	# 4	# 5	# 6	# 7	# 8
$x \text{ (mm)}$	0	35	-35	20	20	-20	-20	0
$y \text{ (mm)}$	0	0	0	13	-13	13	-13	0
$z \text{ (mm)}$	-5	5	5	0	0	0	0	5

Fig. 4.26 Two types of sensors arrangement. (Layout-A and layout-B)

2種類のセンサ配置、すなわち Layout-A と Layout-B を Fig. 4.26 に示した。座標原点は試験片中心とし、試験片チャック部 (Fig. 4.25 の $x > 70$ と $x < -70$) には取付けない。Layout-A は x - z 面に4個(# 4,5,6,7)、Layout-

Bは2個(#4,5)配置した。x-y面にはLayout-Aは4個(#1,2,3,8)、Layout-Bは6個(#1,2,3,6,7,8)配置した。

任意の位置に破壊源を仮定して、各センサの初動P波の到達時間を計算し、前節のアルゴリズムを用いて破壊源を求めた。求めた破壊源と仮定した破壊源との誤差を Fig. 4.27に示す。図中左列がLayout-A、右列がLayout-B、上から順に $z = 5\text{mm}, 4\text{mm}, 2\text{mm}, 0\text{mm}, -2\text{mm}, -4\text{mm}, -5\text{mm}$ 断面の標定誤差を色別して示した。白は標定誤差ゼロ、灰色は 2mm 以下、黒は 2mm 以上であった部分を示す。Layout-A,Bとも $z > 0\text{mm}$ で $x > \pm 36\text{mm}$ の部分では 2mm 程度の標定誤差があるが、 $-36\text{mm} < x < 36\text{mm}$ では標定誤差はゼロである。Layout-A では 2mm 以上の誤差を生じる部分が広範囲に存在する。一方、Layout-B では $z < 0\text{mm}$ の大部分で標定誤差がゼロである。これはLayout-Bの $z = -5\text{mm}$ 面のセンサが3個であるのに対して、Layout-Aが1個であることが原因であると考えられる。従って、本研究においてはLayout-Bのセンサ配置を用いて三次元破壊源位置標定を行った。

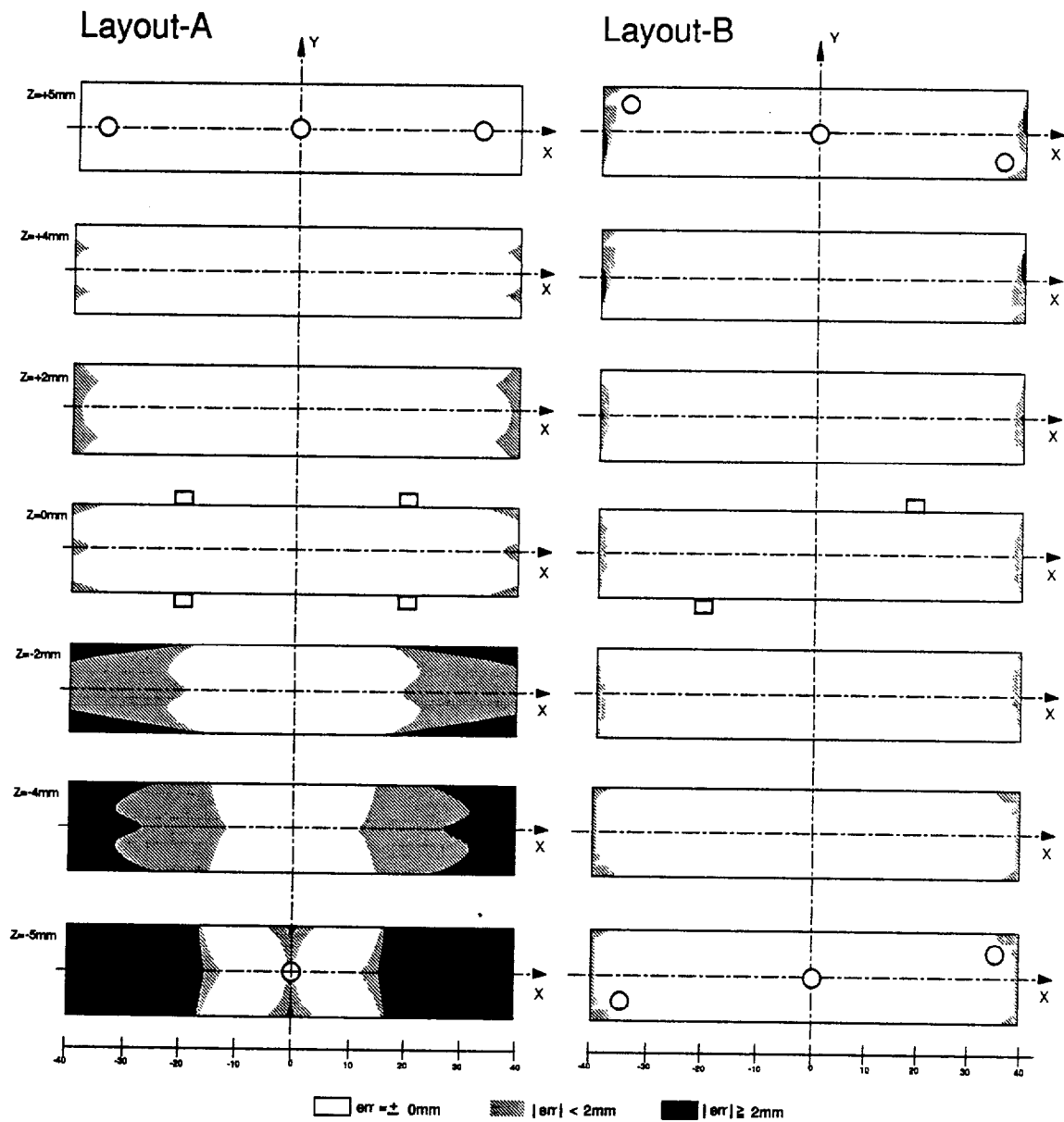


Fig. 4.27 Comparison of location errors by sensor layout-A and B.

4.4.3 人工音源を用いる UD-GFRP の位置標定精度の検討

繊維含有率 $60_{mass}\%$ のスリット付き UD-GFRP 試験片 (幅 = 26.1mm , 厚さ = 9.3mm , 長さ = 200mm) に疑似 AE を入力して音源標定精度を検証した。実験装置を Fig. 4.28 に示す。疑似 AE は画鋲頭に圧電素子 (1MHz) を接着して点入力した。

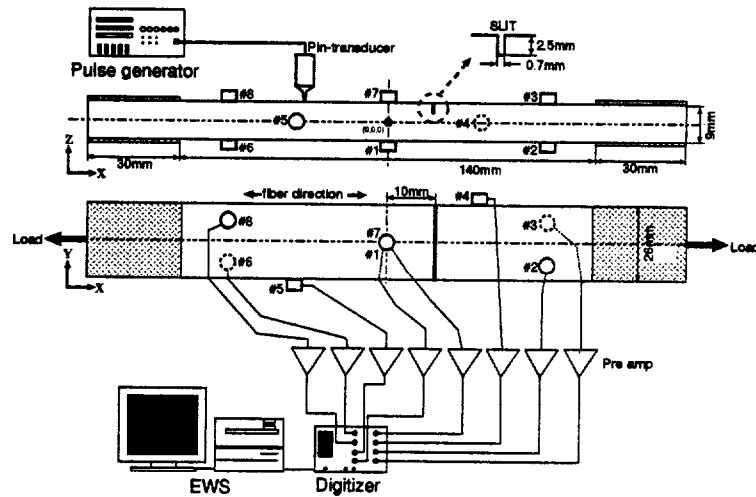


Fig. 4.28 Experimental setup for loading artificial AE source.

8 個の小型センサ (DUNEGAN, PICO 受感部直径 4mm) で検出し、プリアンプ、デジタイザを介して EWS で解析した。なお、 $x = 10\text{mm}$ の上面に幅 0.7mm 、深さ 2.0mm のスリットを導入した試験片を用いたが、これは 6 章で用いる試験片と同じである。疑似 AE 源は Fig. 4.29 に示す A ~ J の 10 点であり、スリット底部 (C, D, E 点) にも入力した。

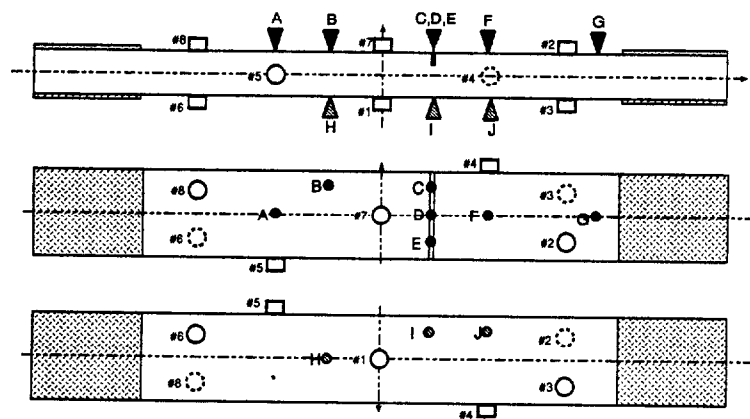


Fig. 4.29 Sensors arrangement(#1 ~ #8) and location(A ~ J) of artificial AE source.

A 点を入力源とした時の検出波を Fig. 4.30 に示す。いずれのセンサも初動縦波を明瞭に捉えている。# 2 センサはスリットをまたいだ位置にあるにもかかわらず波形の乱れは小さい。到達時間差は約 $0.2\mu\text{s}$ の誤差で読取り可能であった。

Table 4.7 に、疑似 AE 源 (x, y, z) (なお、記号 A ~ J は Fig. 4.29 の位置に対応) と標定座標 (x', y', z') および誤差 (error) を示す。標定結果は 10 回の疑似 AE 入力に対する平均値で、 $0.41 \sim 1.08\text{mm}$ であった。スリット導入面上に

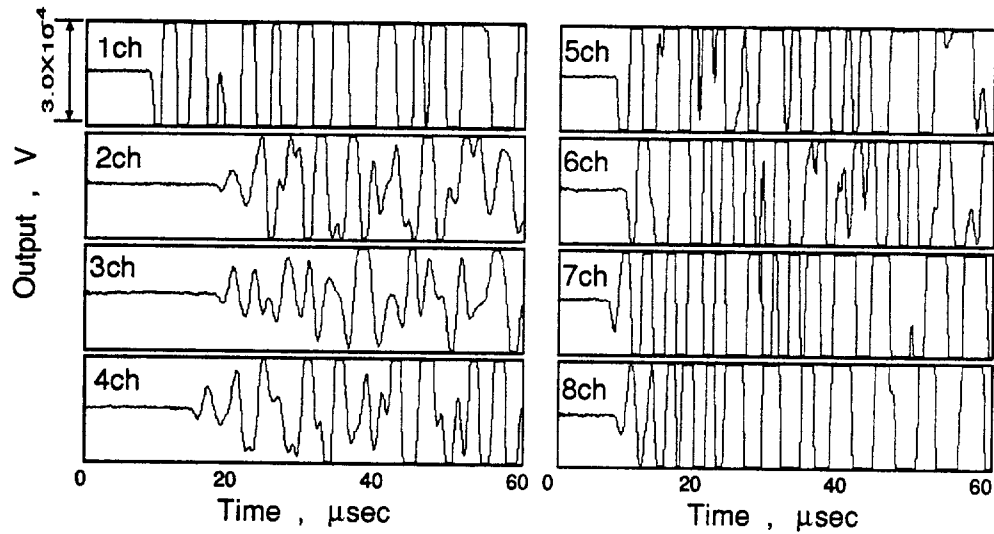


Fig. 4.30 Detected waves due to artificial source at point A($x = -20, y = 0, z = 4.65$).

ある音源 A, B, F, G の位置標定にはスリットをまたいだセンサの情報も使われているため、G 点の誤差が 1.08mm と大きかったが、それ以外は $\pm 0.8\text{mm}$ 以内の誤差である。また、引張り試験において最も多く AE 発生が予想されるスリット底部 (C, D, E) に関しても $\pm 1\text{mm}$ 以下の誤差であった。これらのことから、群速度異方性を考慮した三次元破壊源位置標定アルゴリズムは妥当なものであることが判った。

Table 4.7 Coordinate of AE input point and estimated location.

	input point(mm)			estimated point(mm)			error(mm)
	x	y	z	x'	y'	z'	
A	-20.00	0.00	4.65	-19.65	-0.61	4.85	0.73
B	10.00	10.00	2.65	9.72	9.75	2.70	0.41
C	10.00	0.00	2.65	10.34	0.76	2.77	0.58
D	10.00	-10.00	2.65	9.84	-10.48	2.82	0.53
E	20.00	10.00	4.65	20.62	10.71	4.39	0.98
F	20.00	-10.00	-4.65	19.31	-10.06	-4.35	0.75
G	10.00	-10.00	-4.65	9.06	-10.32	-4.21	1.08
H	-10.00	10.00	4.65	-9.84	10.97	4.67	0.98
I	-10.00	0.00	-4.65	-10.72	0.08	-5.27	0.95
J	40.00	0.00	4.65	40.62	-0.04	-4.18	0.87

4.5 水撃圧を用いた時間緩和関数 $R(t)$ の検証

時間緩和関数 $R(t)$ は、減衰の周波数依存性を Maxwell-Voigt model に対する理論値に近似することによって求めた。 $R(t)$ の妥当性はシミュレーションによって検証 (第2章4節) したが、本節では水撃圧を用いた実験によって再検証した。

4.5.1 実験方法

実験装置を Fig. 4.31に示す。 $\phi 0.6\text{mm}$ Y 型ノズルをもつ水ジェット噴射チャンバ内に約 0.55cc の蒸留水を注入

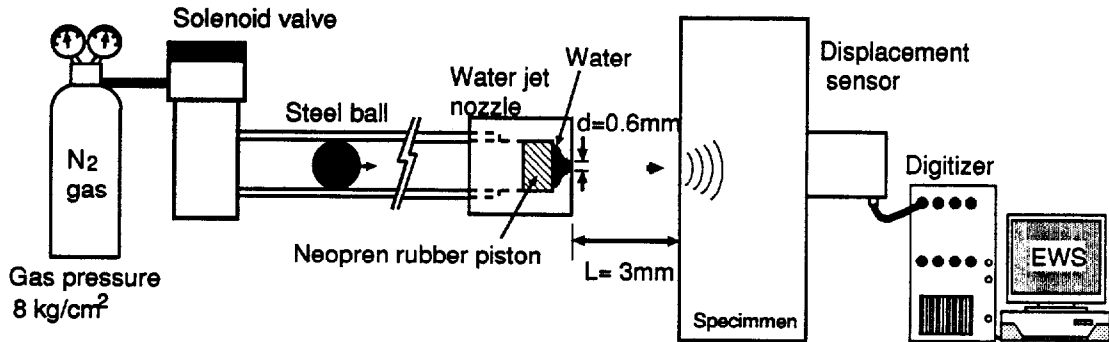


Fig. 4.31 Experimental setup for producing water hammer pressure.

し、ネオプレンゴムのピストンでこれを保持する。このピストンに圧縮窒素ガス (785 KPa) で加速された鋼球 ($\phi 7\text{ mm}$, 1.4 g) を衝突させてノズル中の蒸留水を高速発射させる。水ジェットは試験片表面に約 200 m/s で衝突し、水撃圧によって弾性波を励起し、試作変位センサを用いて震央で検出した。検出波はディジタイザ (AUTONICS APC-510, 50 ns , 1024 points) を介して EWS で解析した。試験片には、厚さ 10 mm , $50\text{ mm} \times 50\text{ mm}$ の炭素鋼 (S45C, 縦波速度: 5950 m/s , ポアソン比: 0.30 , 密度: $7.85 \times 10^3\text{ kg/m}^3$) と UD-GFRP (F.C. $60_{\text{mass}}\%$, 繊維方向 $\theta = 0^\circ$ (縦波速度: 4450 m/s , ポアソン比: 0.25 , 密度: $1.76 \times 10^3\text{ kg/m}^3$), 繊維垂直方向 $\theta = 90^\circ$ (音速: 2745 m/s , ポアソン比: 0.07 , 密度: $1.76 \times 10^3\text{ kg/m}^3$)) を用いた。

はじめに、炭素鋼について得られた検出波の AE 原波形解析によって水撃圧の原波形を求める。次に、この原波形を用いて、GFRP を等方弾性体と仮定して求めた面外変位と粘弾性体に対する面外変位を計算し、これらを検出変位と比較することによって $R(t)$ の妥当性を検討する。

4.5.2 実験結果および考察

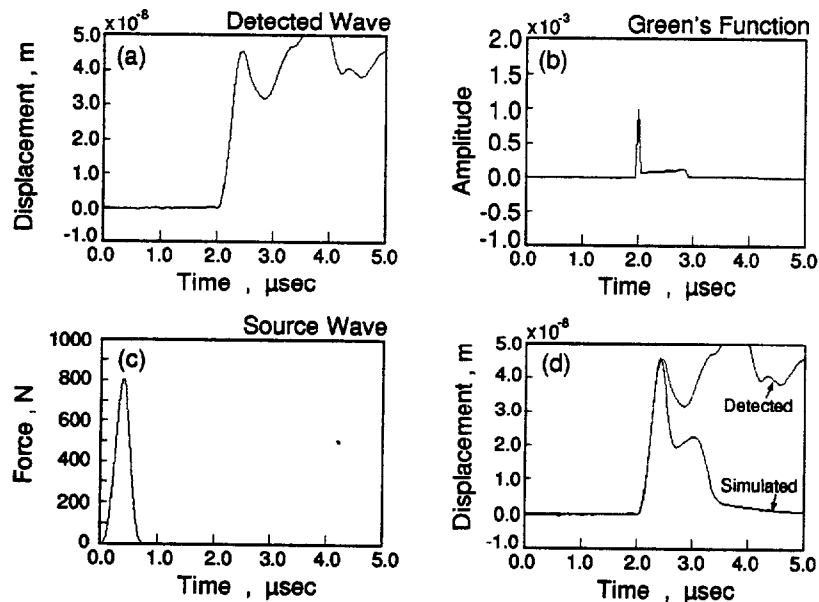


Fig. 4.32 Procedure for estimating the source wave of water hammer pressure. (a) Detected wave. (b) Green's function. (c) Source wave. (d) Comparison of detected and simulated displacement.

Fig. 4.32(a) に炭素鋼で得られた検出波を示す。第1種グリーン関数 (b) を用いた source simulation 法によって、水撃圧の原波形 (c) を得た。原波形は半値持続時間 $0.34\mu\text{s}$ 、強さ 800 N のパルス力である。求めた原波形に対し

でシミュレーションした面外変位と検出波を重ねて(d)示す。検出波とシミュレーション波の初動P波は良く一致している。

Fig. 4.33にUD-GFRPの実験結果を示す。左列は繊維と垂直方向($\theta = 90^\circ$)、右列は繊維方向($\theta = 0^\circ$)の結果である。但し、応答遅れのみを議論するためP波振幅を規格化している。(a),(b)は検出波と弾性体を仮定してシミュレーションした変位である。検出波には初動P波の後に反射波が現れているが、P波のみに着目すると検出波の立上がり時間が遅れている。(c),(d)に示した時間緩和関数 $R(t)$ を(a),(b)のシミュレーション変位と合成積して求めた粘弾性体に対する変位と検出波を重ねて(e),(f)に示す。(e),(f)より、P波の立上がり時間はよい一致を示しており、(2.71),(2.72)式を用いれば、時間緩和を補正できることが検証された。

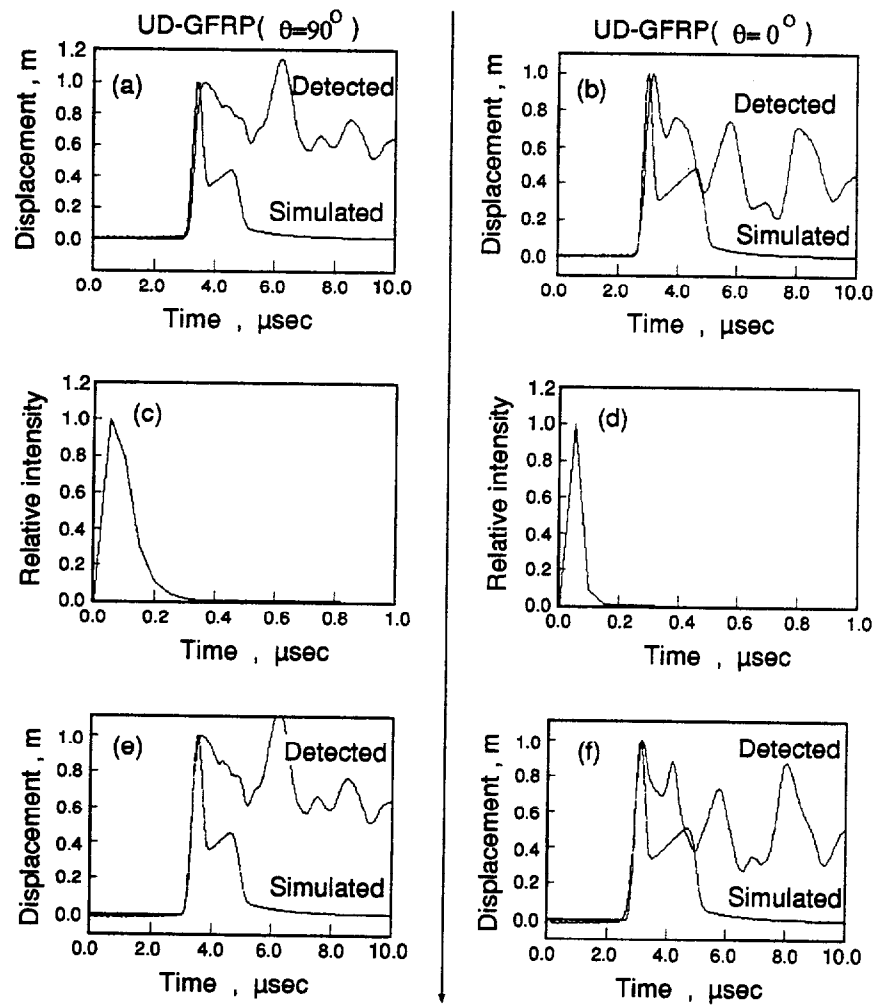


Fig. 4.33 Comparison of detected wave and out-of-plane displacement computed by Eqs.(2.71),(2.72) including the relaxation function $R(t)$ for UD-GFRP. The left row respects data for $\theta = 90^\circ$, the right for $\theta = 0^\circ$. (a),(b)Detected wave with simulated elastodynamic displacement. (c),(d)Relaxation function. (e),(f)Detected wave with simulated viscoelastodynamic displacement.

4.6 結言

水浸多重反射法、point-source/point-receiver method(PS/PR 法)、多重反射ウェーブレット変換法などを用いて、高分子材料、ガラス繊維強化プラスチック (GFRP)、高温ステンレス鋼の波動減衰と位相・群速度分散を計測した。また、GFRP については音響物性の異方性を実測し、三次元破壊源位置標定アルゴリズムを構築した。本章で得られた知見は以下のようにまとめられる。

- 均質粘弾性材料の音響物性計測

単一周波数の計測しかできなかった従来型水浸多重反射法を広周波数帯域で計測できるように改良した方法によって低合金鋼と PMMA の減衰率の周波数依存性を計測した。一方、比較的減衰の大きいエポキシについては、Q スイッチ YAG レーザと試作 pin-point センサを用いた PS/PR 法を用いて、減衰率と位相速度の周波数依存性を計測した。また、673K ~ 873K におけるステンレス鋼については、Q スイッチ YAG レーザと試作耐熱容量センサを使用した PS/PR 法によって、音響特性の温度依存性を定量化した。

- 複合材料の音響異方性計測

一方向強化 GFRP(UD-GFRP) とガラスクロスロービングマット積層 GFRP(Laminated-GFRP) の群速度異方性を、Q スイッチ YAG レーザとヘテロダイン型レーザ干渉計を用いた iso angular scanning method(IAS 法) で計測した。また、UD-GFRP の減衰率は、YAG レーザとレーザ干渉計を用いた through transmission method(TT 法) で計測し、Laminated-GFRP については多重反射波にウェーブレット変換を用いる方法で測定した。GFRP の群速度の異方性は楕円関数、減衰の異方性は方向余弦で近似できることを示した。

- 三次元破壊源位置標定

P 波群速度異方性を考慮した三次元破壊源位置標定アルゴリズムを構築した。シミュレーション法に基づいて適切な位置に配置された 8 個のセンサを用いれば、疑似 AE 源に対する標定誤差は UD-GFRP では約 $\pm 1\text{mm}$ 以内となり精度良く位置標定ができることを示した。

- 時間緩和関数 $R(t)$ の実験的検証

時間緩和関数 $R(t)$ は、実測減衰分散を Maxwell-Voigt model に対する解析的減衰分散にカーブフィッティングして求めた。減衰率から推定した $R(t)$ について水撃圧を用いた検証を行った結果、推定された $R(t)$ は妥当なものであることを確認した。

第 5 章

モデル複合材料の破壊評価

5.1 緒言

ガラス繊維強化プラスチック (glass fiber reinforced plastics, GFRP) の破壊にはガラス繊維の破断 (fiber breakage)、繊維とマトリックス界面のせん断型剥離 (disbonding)、マトリックスの破壊 (matrix crack)、繊維 / マトリックス界面の Mode I 型剥離 (debonding) など様々なタイプがある。GFRP の破壊挙動を解明するために多くの AE の研究がなされてきたが、ほとんどの研究がモニタリングシステムの応答関数によってゆがめられた検出波の解析を行っており、破壊モードの同定やダイナミックスの解明にまでは至っていない。

本章では微小面外変位を計測する AE モニタリングシステムを用いて、モデル GFRP における微小破壊のダイナミックス計測を行い、提唱した粘弾性波動逆解析法の妥当性を検証する。すなわち、 $\phi 200\mu\text{m}$ の光ファイバーをエポキシ中に埋め込んだモデル複合材料と、少数の $\phi 10\mu\text{m}$ ガラス繊維を使用したモデル複合材料の破壊のダイナミックスを調べた。なお、本章で使用した試験片はいずれも繊維含有率が極めて小さいため、弾性波動はマトリックスを伝播すると仮定した。

5.2 単純モデル複合材料の破壊評価

AE の伝搬媒体が等方弾性体 (アルミニウム) と粘弾性体 (PMMA) であるモデル材料の破壊の原波形を比較して、提唱した解析法が dipole 問題へ応用できるか否かを検討した。

5.2.1 石英ファイバー / アルミニウム モデル複合材料

5.2.1.1 試験片および実験方法

Fig. 5.1 に示すように、アルミニウム基板 (厚さ 15mm 、幅 26mm 、長さ 110mm) に長さ 8mm の光ファイバー (石英繊維, 直径 $\phi 200\mu\text{m}$) を基板長手方向と平行に 10 本並べて、ポリエステル (丸本工業, No101) で $10\text{mm} \times 10\text{mm}$ の範囲をモールドした (この部分を複合層と呼ぶ)。繊維とマトリックスの密着力による破壊挙動の違いを調べるためにシランカップリング処理を施したものとし、ファイバーを用意した。試験片の固定端から 70mm の位置に負荷を与え片持ち梁曲げ試験を行った。

実験装置を Fig. 5.2 に示す。複合層中央から 1h-off-epicenter (h はアルミニウムの厚さで 15mm) に変位センサ (Dunegan, S9208) を取り付けた。センサ出力はプリアンプ (NF 回路ブロック, 9913) で 40dB 増幅した後、ディジタルイザ (AUTONICS, S121, 分解能: 10bit , サンプルングインターバル: 50ns) を介しパーソナルコンピュータ (NEC, PC-9801) に取り込み解析した。検出 AE と破壊発生とを同期させるためにマイクロ・ハイスコープ (Hirox, KH-2200) を

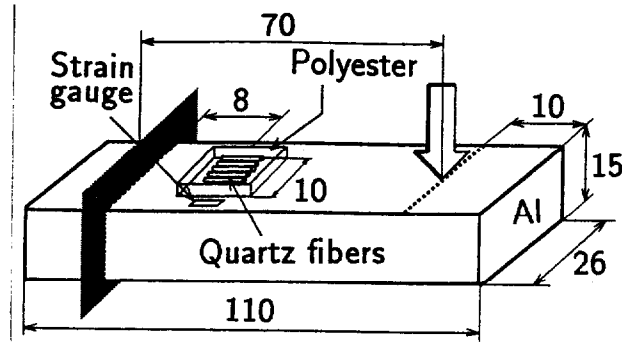


Fig. 5.1 Schematic illustration of aluminum specimen with quartz fibers bonded by polyester along the longitudinal direction.

用いて倍率 50 倍の VTR 観察を行った。VTR 映像はビデオグラフィックプリンタ (SONY, UP-860) で印刷した。複合層の近傍に取り付けたひずみゲージで基板表面ひずみを計測し、ロードセルを用いて荷重を計測した。

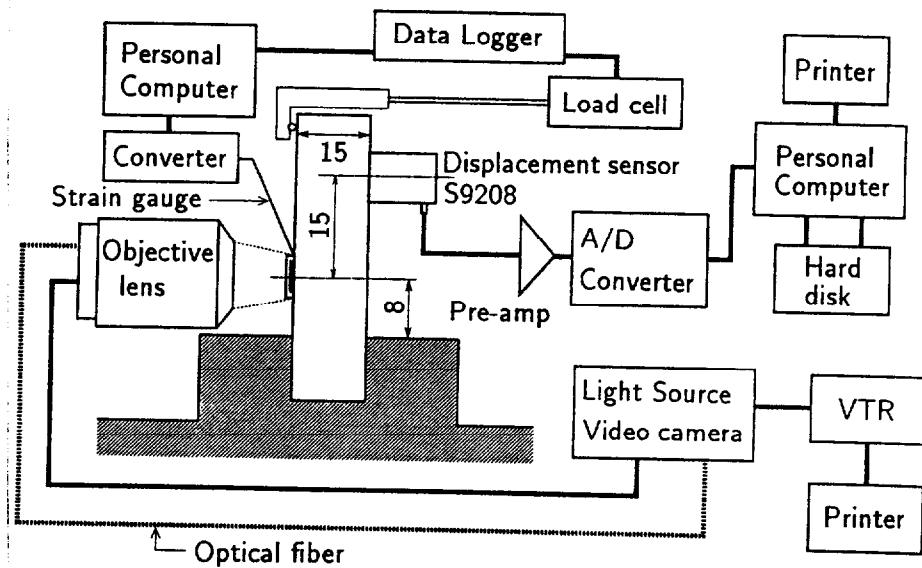


Fig. 5.2 Experimental setup for AE monitoring and simultaneous stereomicroscopic observation during cantilever bending.

5.2.1.2 解析方法

複合層で発生した AE はアルミニウムを伝播するため、等方弾性体を仮定した原波形解析を行う。センサ位置における表面変位 $u_i(x, t)$ は、原波形を $Ab_j(x', t')$ (A : 断面積、 b_j : 開口変位) とすると (5.1) 式で与えられる。

$$u_i(x, t) = T_{ij}(x, t; x', t') * Ab_j(x', t') \quad (5.1)$$

$Ab_j(t)$ は (5.2) 式の Lamp 関数 [68] によって近似する。

$$\frac{dAb_j(t)}{dt} = \begin{cases} V_0 \sin^4(\pi t / \Delta T_r) & \text{for } 0 < t < \Delta T_r \\ 0 & \text{for } \Delta T_r < t \end{cases} \quad (5.2)$$

ここで ΔT_r は原波形の立上り時間すなわちクラック生成時間を表し、 V_0 はクラックによって生成した体積 (ΔV) に相当する定数である。原波形解析には、仮定した $Ab_j(t)$ に対して計算される $u_i(x, t)$ が検出波と一致するまで繰返し計算する source simulation 法を用いた。

複合層内での破壊のタイプを Fig. 5.3上に示した。このモデルでは繊維破断 (fiber breakage)、繊維端面とマトリックスの剥離 (end-debonding)、繊維とマトリックス界面の Mode II 型剥離 (disbonding)、繊維とマトリックス界面の Mode I 型剥離 (debonding)、マトリックスの破壊 (matrix crack)、繊維の引き抜け (fiber pull-out)、複合層の基板からの剥離 (exfoliation) などが考えられる。

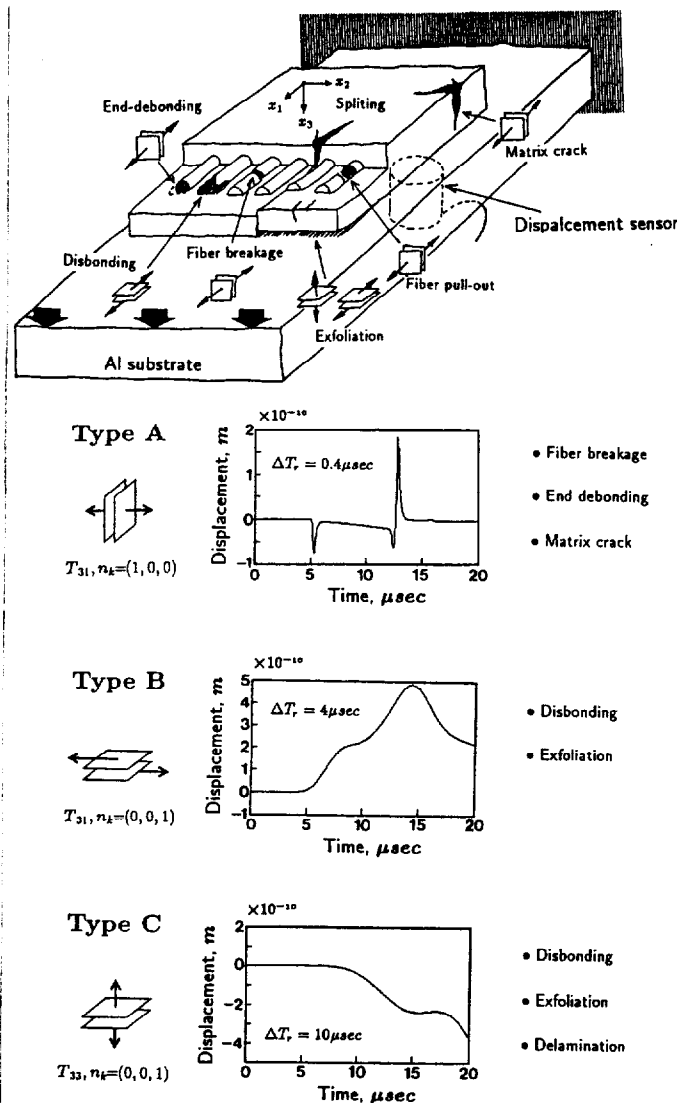


Fig. 5.3 Illustration of potential fracture modes and examples of simulated displacement for PMMA at 1h-off-epicenter to three types of fracture mode.

Fig. 5.3には3種類 (Type A,B,C) の破壊に対する x_3 方向のシミュレーション変位を示した。Type A では曲げ応力による Mode I 型破壊の fiber breakage、end-debonding、matrix crack が考えられ、Type B は disbonding、exfoliation、Type C は Type A と開口方向が 90° 異なる disbonding、exfoliation、delamination が考えられる。Type A と B では P 波位相が異なるため、破壊モードの判別は容易である。なお、シミュレーション変位は、図中に示した立上り時間 ΔT_r に対して計算している。すなわち、モデル複合材料内での破壊は ΔT_r の相違によって破壊挙

動が判別されると考えたためである。例えば、fiber breakage の ΔT_r は matrix crack よりも短いと思われるし、 ΔV の違いでも破壊源が判別されると予想される。すなわち、P 波の振幅、立上り時間、位相は破壊モード同定に極めて重要である。

5.2.1.3 実験結果および考察

シランカップリング処理を施さないファイバーをもつ試験片

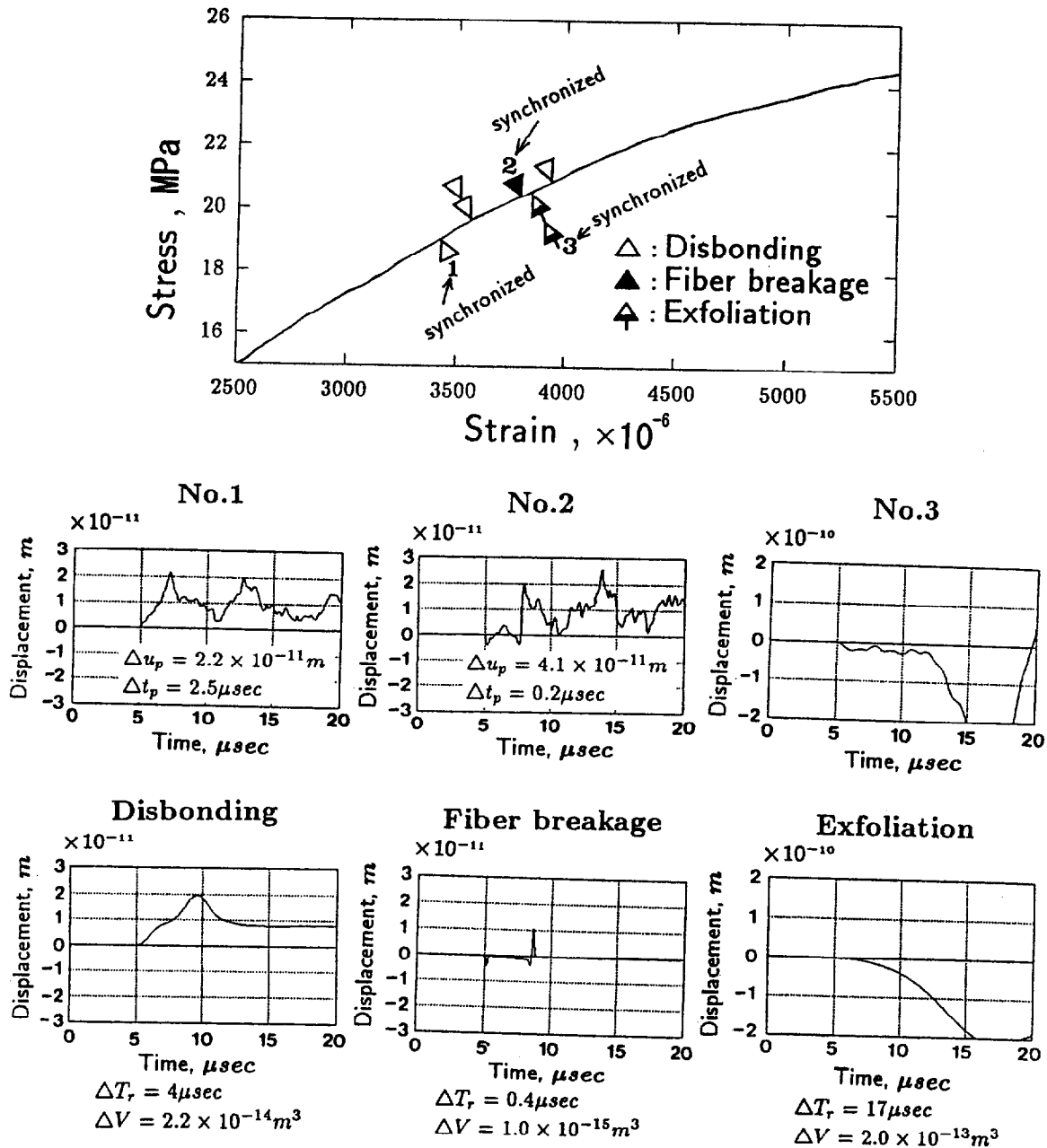


Fig. 5.4 Three types of AE waves detected during the bending of aluminum plate with fibers in parallel to bending stress. fiber was not silane treated.

シランカップリング処理を施していない繊維をもつ試験片の応力-ひずみ線図を Fig. 5.4 の上段に示す。図中の △ は disbonding、▲ は fiber breakage、⬆ は exfoliation と同定された AE タイミングである。これらの破壊によって No.1 ~ 3 に示すような波が検出された。初動 P 波の振幅 u_p と立上り (または下がり) 時間 Δt_p を検出波に示した。

また、想定される破壊モードに対するシミュレーション波をその下に示し、原波形パラメータ ΔT_r と ΔV も示した。これらのパラメータは Δu_p と Δt_p が一致するように求めた。No.1 ~ 3 の AE は VTR 顕微鏡観察 (Fig. 5.5) と同期され、No.1 は disbonding、No.2 は fiber breakage、No.3 は exfoliation と対応することが判った。

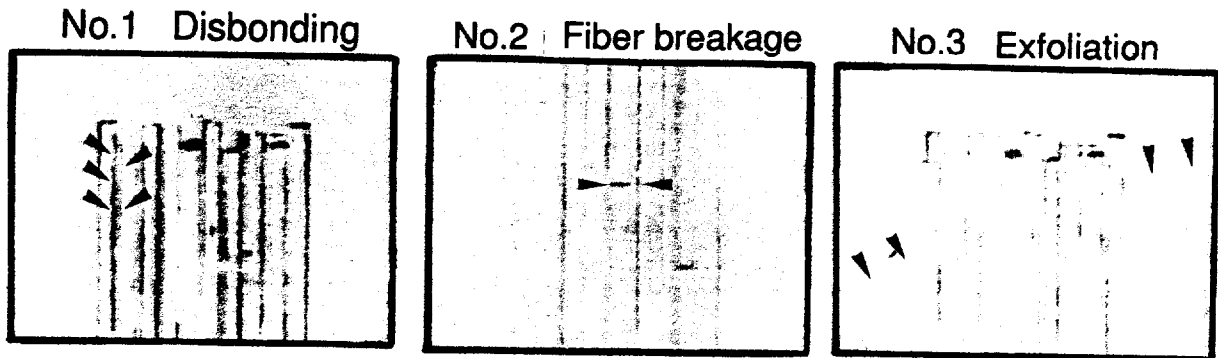


Fig. 5.5 Three fracture types observed for specimen with optical fibers without silane treatment.

すなわち、 Δu_p が $0.2 \sim 0.8 \mu s$ の No.1 の AE は disbonding、No.2 は Mode I の fiber breakage によって発生されたものである。また、 Δu_p が $17 \mu s$ の No.3 AE は、複合層がアルミニウム基板から剥離することにより発生した。この剥離は Mode I 破壊で、測定レンジを越えるほどの振幅をもっていた。No.3 の AE 検出時間は、VTR 顕微鏡で剥離が不連続的に進展する時間と対応していたことから、大きな規模の剥離による AE である。End-debonding は低応力で発生すると思われたが、相当する AE は検出されなかった。その原因は、Fig. 5.6-(1) の VTR 観察によって明らかにされた。すなわち、開口変位 $38 \mu m$ の end-debonding は $200 ms$ 以上の長時間にわたってゆっくりと発生したので AE は検出できなかったものと考えられる。一方、Fig. 5.6-(2) に示すように fiber breakage に伴って発生する disbonding は、fiber breakage 発生後 $60 ms$ に起ったため、 $100 ms$ のデットタイムをもつ本システムでは検出できないことが判った。

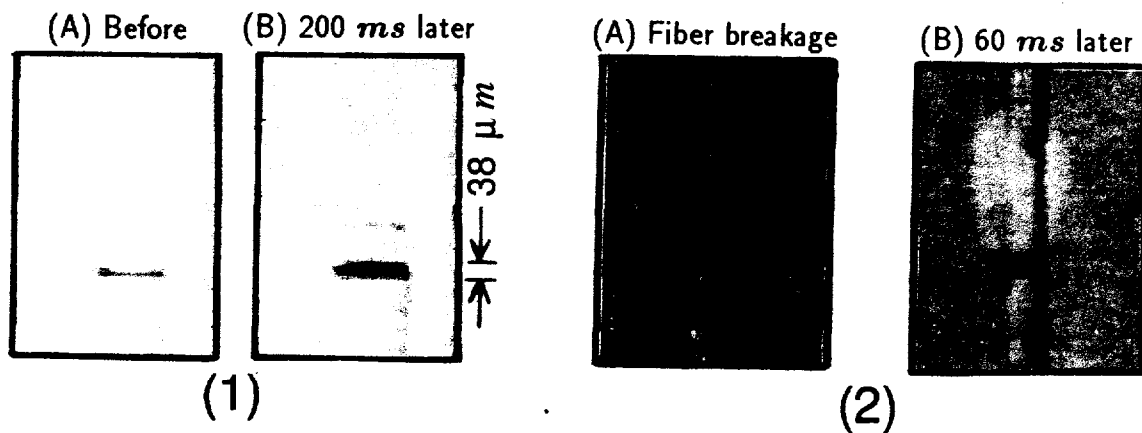


Fig. 5.6 Video images showing a slow evolution of end-debonding(1) and disbonding associated with the fiber breakage(2). Specimen: optical fibers without silane treatment.

シランカップリング処理ファイバーをもつ試験片

応力-ひずみ線図を Fig. 5.7 に示した。図中の $\blacktriangle$ は fiber breakage、 $\blacktriangleup$ は exfoliation で、それらの AE 波を下に示す。この試験片では disbonding や end-debonding による AE は検出されなかった。

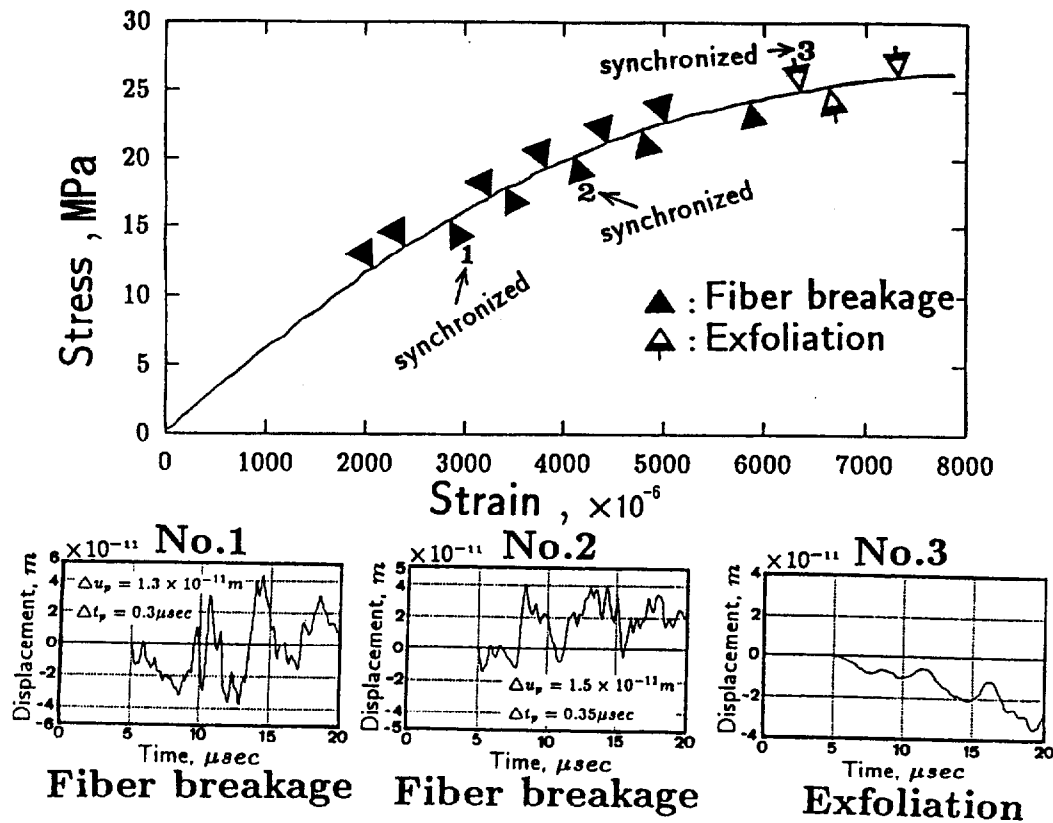


Fig. 5.7 Two types of AE waves detected during bending of cantilever specimen with silane-treated optical fibers parallel to bending stress.

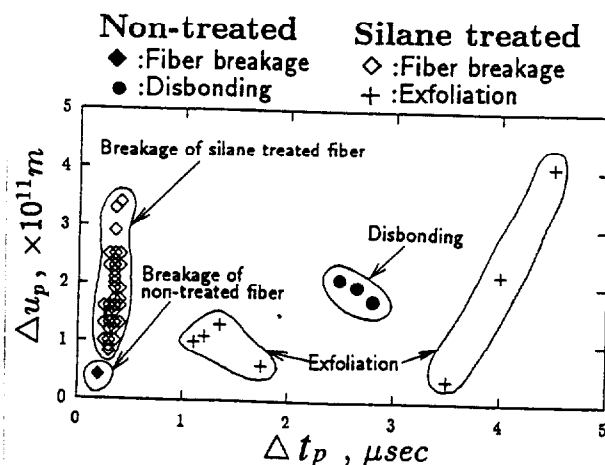


Fig. 5.8 Comparison of amplitude and rise time of the P-wave generated by fiber breakage, disbonding and exfoliation.

Fig. 5.8に検出 AE の Δu_p と Δt_p を比較した。Disbonding と exfoliation の Δt_p は fiber breakage より大きい。Fiber breakage の Δt_p は $0.5 \mu\text{s}$ 一定であるのに対し、振幅は大きく変化している。これは、繊維表面の界面性状や局

所的応力状態によって複雑な破壊を起していることが原因と思われる。Fig. 5.9に fiber breakage の VTR 観察の一例を示す。開口変位の小さいもの、大きいもの、枝分かれを起すものなど様々な fiber breakage が観察された。

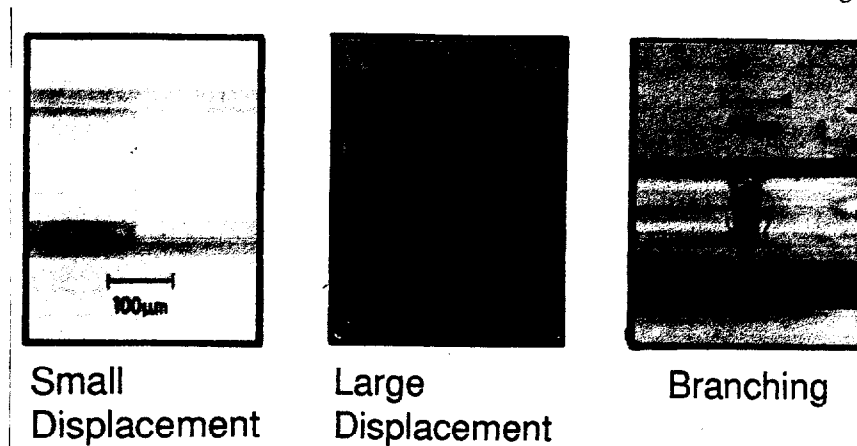


Fig. 5.9 Three fiber breakages observed by postnonteus microscope.

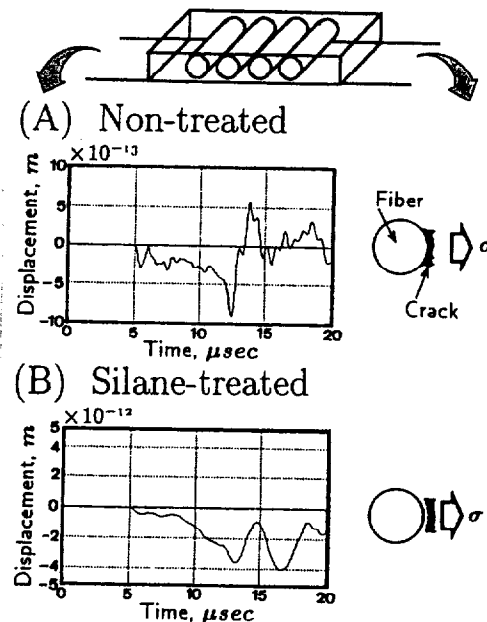


Fig. 5.10 Comparison of AE waves generated by the Mode I type fiber debonding of non-treated and silane treated fiber perpendicular to the bending stress.

ところで、シランカップリング処理した繊維の breakage によって発生した AE の振幅 (Fig. 5.7 の No.1 と No.2; 約 $1 \times 10^{-11} \text{ m}$) は、シランカップリングをしていないファイバーのそれ (Fig. 5.4 の No.2; 約 $4 \times 10^{-11} \text{ m}$) の約 1/4 になっている。これは、シランカップリング処理によってマトリックス / ファイバー界面の密着力が向上したことに原因している。そこで Fig. 5.10 の上に示すように、曲げ応力に対して垂直にファイバーを配した試験片で界面密着性状の違いを調べた。この場合には Mode I 型の debonding のみが発生する。シランカップリング未処理材の最初の AE 検出が応力 2.5 MPa で検出されたのに対し、処理材のそれは約 4 倍の 8.1 MPa で検出された。Fig. 5.10 の検出波を比べると、処理済み (B) の方が低い周波数成分を含んでいる。未処理の debonding はファイバー表面で起るのに対し、処理ファイバーでは表面近傍のマトリックス中で破壊が発生したためと考えられる。

5.2.2 石英ファイバー /PMMA モデル複合材料

5.2.2.1 試験片および実験方法

Fig. 5.11のようなPMMA基板の上に接合された光ファイバーの片持梁曲げ試験片を用い、AEを計測した。変位センサの取付位置および実験装置はFig. 5.2と同じである。

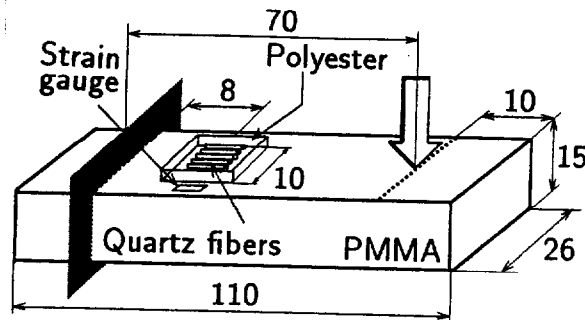


Fig. 5.11 Schematic illustration of PMMA specimen with quartz fiber bonded by polyester along the longitudinal direction.

5.2.2.2 解析方法

AE伝播媒体が粘弾性体(PMMA)であるため、第2章で提唱した粘弾性波動逆解析法((2.69)式)をdipole問題へ拡張して(5.3)式に書き換える。

$$\bar{u}_{ij}(x, t) = \exp[-\alpha(x - x')] \times T_{ij}(x, t; x', t') * Ab_j(x', t') * R(t) \quad (5.3)$$

ここで T_{ij} は第二種グリーン関数、 Ab_j は割れ体積を表す。PMMAの α は 0.73 Np/cm 、緩和関数 $R(t)$ にはFig. 4.2-(b)を用いた。伝搬距離 $(x - x')$ は、繊維が 10 mm^2 に限定されているため、その中心を音源とし 21.2 mm とした。

5.2.2.3 実験結果および考察

曲げ試験中の応力-ひずみ線図をFig. 5.12に示す。図中の $\triangle$ はdisbonding、 $\blacktriangle$ はfiber breakage、 $\blacktriangleup$ はexfoliationと同定されたAEタイミングである。応力-ひずみ線図中の $\blacktriangle$ はVTR顕微鏡観察によって同期されたAEを意味する。最初のfiber breakageは 11.9 MPa で、disbondingは 20 MPa 、exfoliationは 27 MPa で発生した。No.1 ~ No.3の検出波とシミュレーション変位を同図の下に示した。図中に示した Δt_p 、 u_p はP波の立上り時間と振幅を、 Δt_r 、 ΔV は原波形の立上り時間と生成体積である。

No.1, No.2 AEと同期されたVTR映像をFig. 5.13に示す。No.3のexfoliationは観察範囲外で発生したためVTR映像が得られなかった。また、繊維端面でのdisbonding、end-debondingもVTR顕微鏡観察はされたが、それらの生成速度は遅く、AEは検出されなかった。

Fig. 5.14に、アルミニウム基板モデル複合材料とPMMA基板モデル複合材料の u_p と Δt_p を比較した。点線で囲ったものがアルミニウム基板、実線で囲ったものがPMMA基板のデータである。Disbondingとexfoliationの立上り時間はアルミニウム基板の方がPMMAのそれよりも早い。また、fiber breakageについては、PMMAの方が立上り時間、大きさともに大きく異なっていて、同じfiber breakageでも検出波形が異なる。これは、PMMAとア

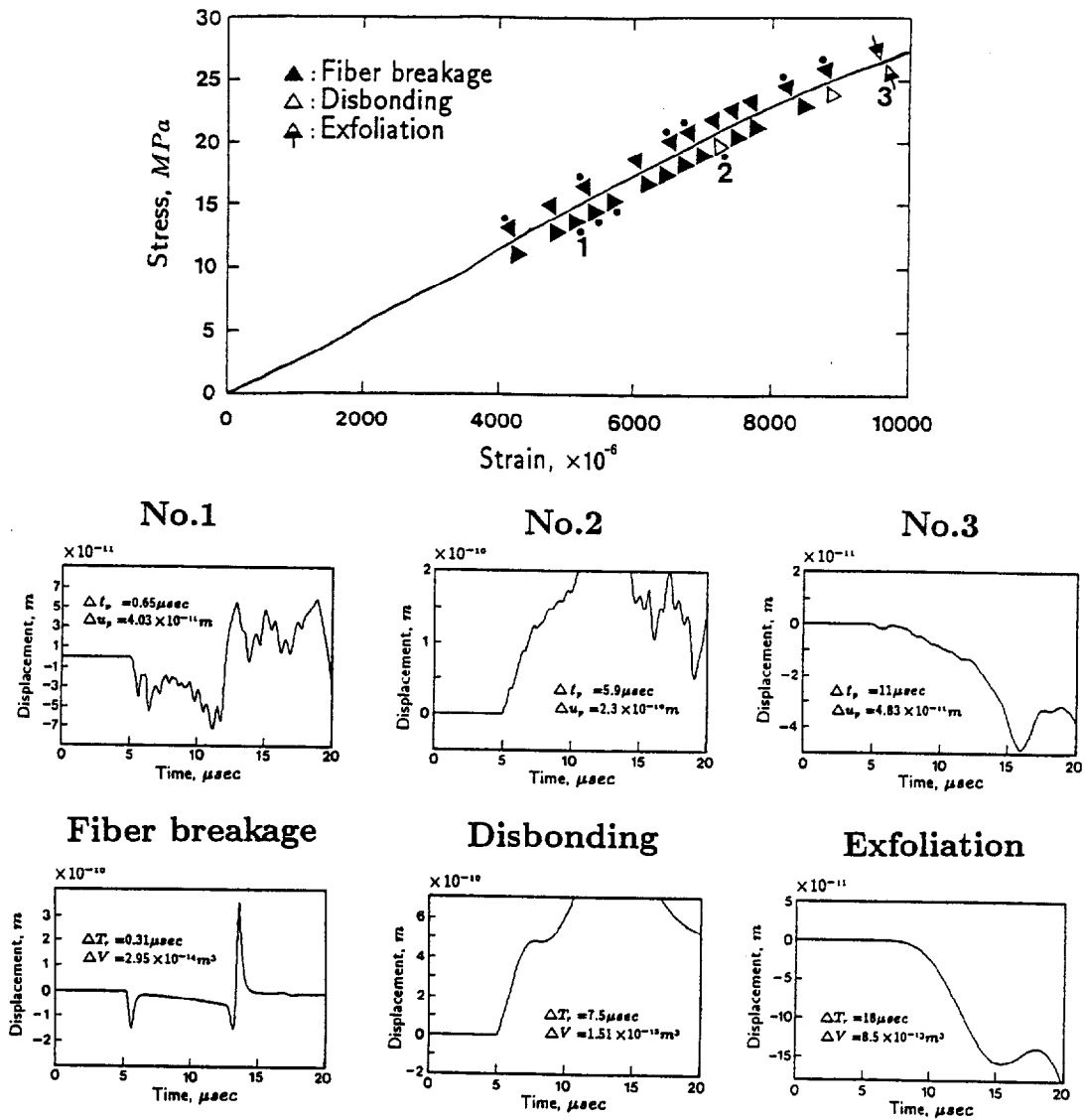


Fig. 5.12 Three types of AE wave detected during the bending of PMMA plate with mould fibers in parallel to bending stress. Waves in the center and bottom row are the detected waves and the simulated out-of-plane displacement, respectively.

Before the damage. No.1 Fiber breakage. No.2 Disbonding.

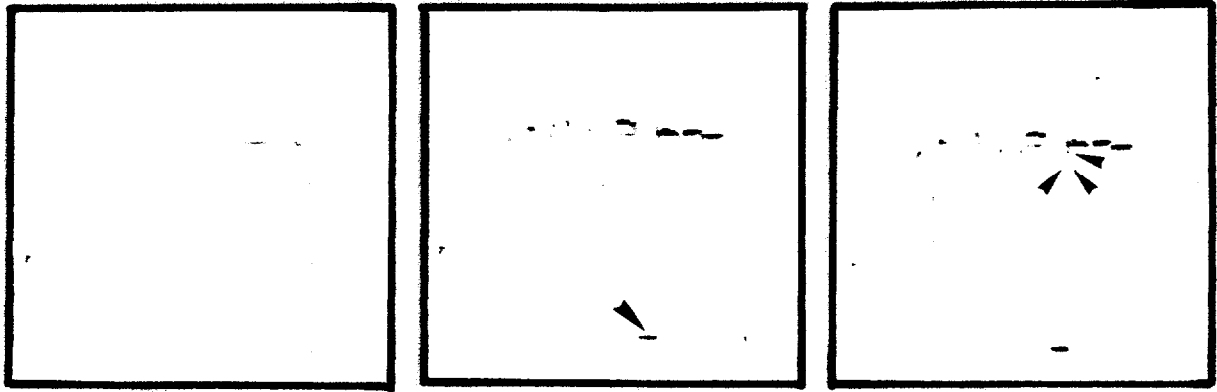


Fig. 5.13 Fiber breakage(synchronized with wave No.1) and disbonding(with wave No.2)observed for PMMA substrate specimen.

ルミニウム の 応答関数 が 異 なる た め と 考 え ら れ る 。 し か し 、 原 波 形 解 析 は 同 じ に な る は ず で あ る 。 そ こ で 、 原 波 形 パラメータを求め Fig. 5.15 に 比 較 し た 。

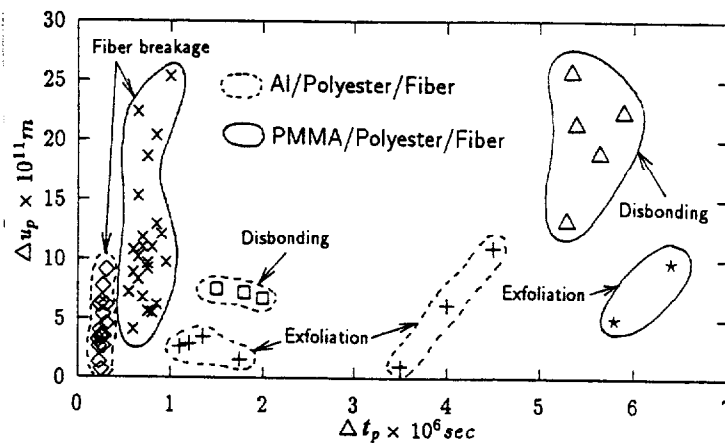


Fig. 5.14 Comparison of amplitudes and rise times of the P-waves generated by fiber breakage, disbonding and exfoliation for PMMA and aluminum substrate specimens.

アルミニウム基板(◇印)でも、PMMA基板(+印)試験片でも、fiber breakageの立上り時間 ΔT_r は $0.23 \sim 0.55 \mu s$ で、既報[157],[158]のガラスキャピラリの圧折の $\Delta T_r = 0.1 \sim 0.54 \mu s$ とほぼ一致し妥当な値と思われる。一方、生成体積 ΔV はFig. 5.9に示したような理由によって $0.1 \sim 2.5 \times 10^{-14} m^3$ の範囲でばらつく。これらの結果から、提唱した解析法は、粘弾性体中の破壊のダイナミックスの定量評価に有効であることが証明された。

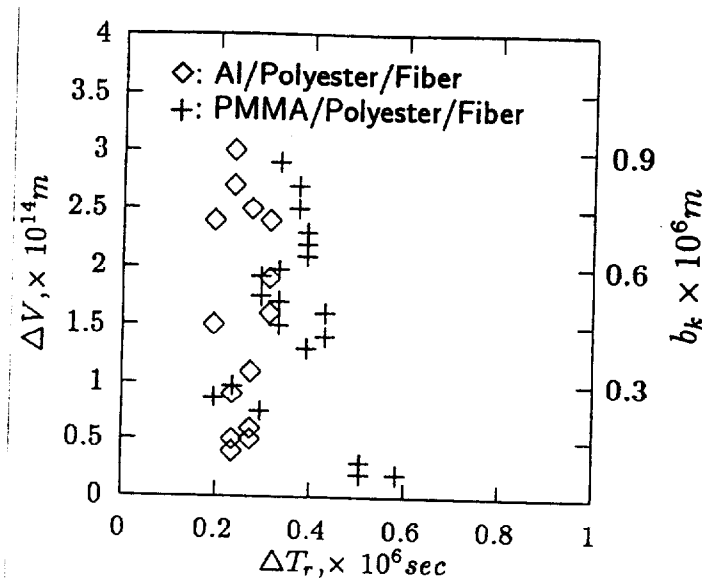


Fig. 5.15 Source waves of fiber breakage for model specimen with PMMA substrate and aluminum substrate.

5.3 実ガラス繊維を含有するモデル複合材料の破壊評価

実際の GFRP では、ガラス繊維は $\phi 5 \sim 20 \mu\text{m}$ で微小破壊は広い範囲で発生するため、AE 信号は高速で小さな振幅になる。本節では、8 チャンネル AE モニタリングシステムを用いて、直径 $10 \mu\text{m}$ の市販ガラス繊維とエポキシ樹脂からなるモデル複合材料試験片の引張り試験中の AE モニタリングを行い、三次元破壊源位置標定と破壊のダイナミックスの定量評価を試みた。

5.3.1 試験片

繊維は直径 $\phi 10 \mu\text{m}$ のガラス繊維 (旭ファイバーグラス株式会社) を使用し、マトリックス硬化中に 1 kg の予荷重をかけることによって一方に配列させた。繊維は γ -アミノプロピルトリエトキシシランで処理した。また、エピコート 828 (油化シェルエポキシ株式会社) とエピコート 871 (油化シェルエポキシ株式会社) を重量比 6 : 4 で混合したエポキシ樹脂をマトリックスとした。樹脂は別々に 90 分間 70°C で除湿した後、混合して室温まで徐冷した。混合樹脂に硬化剤 ((和光純薬工業 (株), TETA) を加えて攪拌し、気泡を真空チャンバ内で速やかに除去した後、型に流し込み 48 時間 70°C で硬化させた。硬化後、型から取り出し所定の寸法に加工した。繊維の埋め込み方向と繊維含有率の異なる 3 種類を製作し、モデル A, B, C とした。

モデル A 試験片

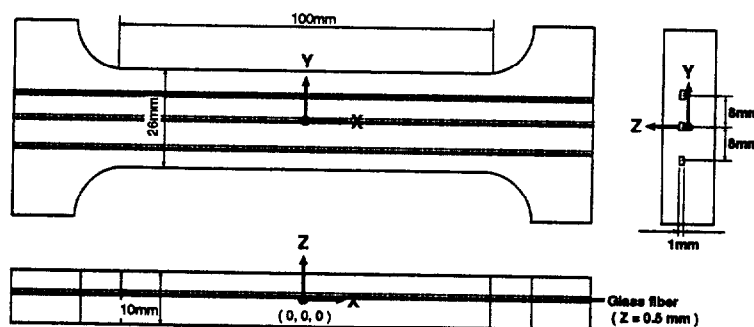


Fig. 5.16 Illustration of Model A specimen with three bundles of glass fibers along the longitudinal direction.

モデル A 試験片を Fig. 5.16 に示す。標定部の幅 26 mm 、厚さ 10 mm のダンベル型試験片に 1 束約 50 本のガラス繊維束を長手方向と平行に約 8 mm 間隔で 3 束埋め込んだ。試験片の中心を原点 $(0, 0, 0)$ とし、図に示すように X

軸、Y 軸、Z 軸をとる。実験終了後の断面観察から $z = 0.5\text{mm} \pm 0.5\text{mm}$ の位置に埋め込んだことが判った。この試験片はファイバー位置を限定しているため AE 解析と音源位置標定の精度を検討するために使用した。

モデル B 試験片

モデル B 試験片を Fig. 5.17 に示す。約 50 本のガラスファイバーの束を引張り応力と垂直方向に約 10mm 間隔で 3 束埋め込んだ。この試験片は負荷方向の違いによる破壊現象の相違を調べるために用いた。

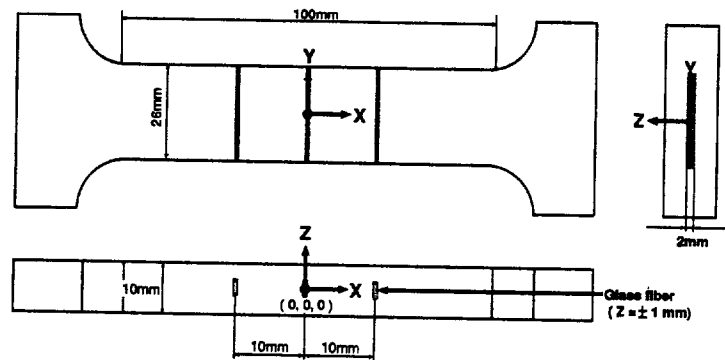


Fig. 5.17 Illustration of Model B specimen with three bundles of glass fibers perpendicular to the longitudinal direction.

モデル C 試験片

モデル C 試験片を Fig. 5.18 に示す。ファイバー約 6000 本を引張り応力と平行に $z = -1.3 \pm 0.5\text{mm}$ (厚さ 1mm) の位置に 1 層に埋め込んだ。

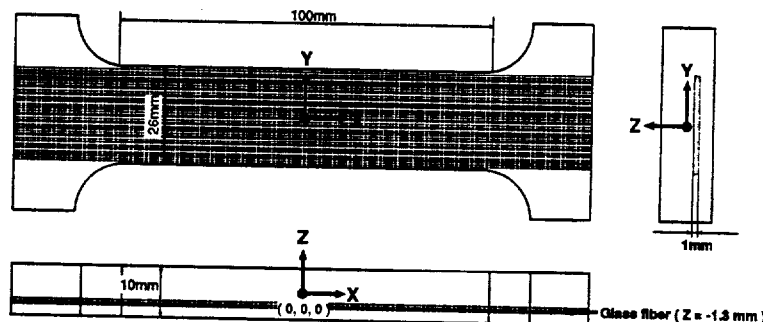


Fig. 5.18 Illustration of Model C specimen with one layer glass fibers along the longitudinal direction.

5.3.2 実験および解析方法

実験装置を Fig. 5.19 に示した。試験片をロードセル (東伸工業株式会社, SERT MINI-3000B) に取り付け、 $1.33 \times 10^{-1} \%/s$ の定ひずみ速度引張り試験を行った。センサ出力はプリアンプ (NF 回路ブロック, 9913) で 40dB 増幅し、8 チャンネル・マルチディジタイザ (AUTONICS, APC810) を介し EWS (Sun, IPX) に取込んだ。変位センサ近傍に接着したひずみゲージ出力と、ロードセル出力をデータ・ロガー (株式会社共和電業, UCAM-10A) を介して EWS に取り込み応力 - ひずみを求めた。

試験片の中央真上 (0mm, 0mm, 5mm) に受感部 $\phi 1\text{mm}$ の試作変位センサ (Fig. 2.13) を取り付けました。音源位置標定を行うために受感部 $\phi 5\text{mm}$ の小型センサ (DUNEGAN, pico sensor) 7つ (#1 ~ 7) を Fig. 5.19のように取り付けた。小型センサ座標を Table 5.1に示した。

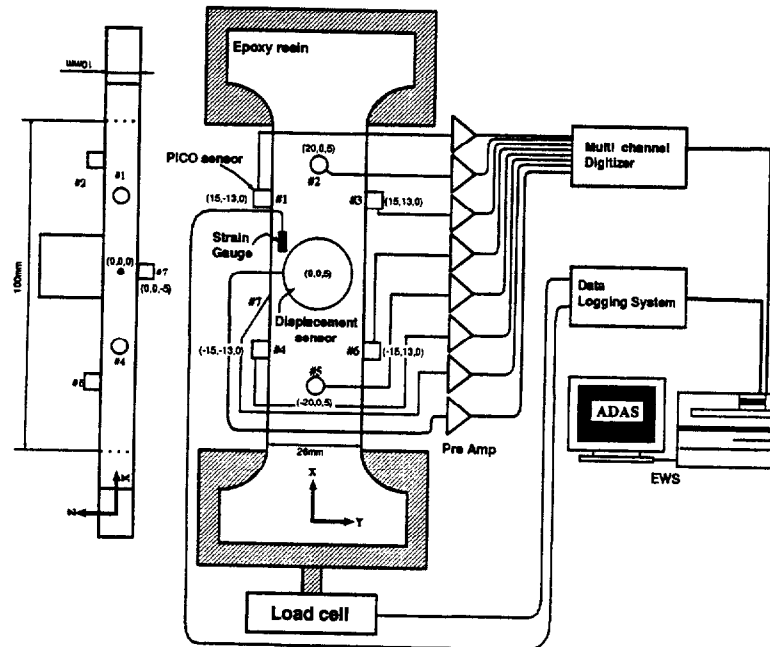


Fig. 5.19 Experimental setup for 8 channel AE monitoring during the tensile test of FRP model and sensor layout.

Table 5.1 Location of small sensors on model specimens.

Sensor number	#1	#2	#3	#4	#5	#6	#7
x mm	15	20	15	-15	-20	-15	0
y mm	-13	0	13	-13	0	13	0
z mm	0	5	0	0	5	0	-5

破壊源位置は7つの小型センサによるP波の到達時間差を計測して、第4章4節の計算アルゴリズムに従って解析した。なお、最も繊維含有量の多いモデルC試験片でも、繊維含有率は $0.8_{mass}\%$ と極めて小さいので音速の異方性は無視した。但し、全てのセンサのP波到達時間がサンプリング時間内になければ t_i は不明である。すなわち、原点からあまり遠い位置での破壊源は求められないため、 $x = \pm 30\text{mm}$ の範囲で位置標定を行った。原波形解析は4章で計測したエポキシ樹脂の音響物性を用いて(5.3)式によって解析した。

5.3.3 実験結果および考察

5.3.3.1 モデルA試験片

モデルA試験片の応力-ひずみ線図を Fig. 5.20に示す。線図上の三角形はAEの検出タイミングで、▲はMode I型 fiber breakage、△は破壊モードの同定できなかったAEを示す。この試験片では、ほとんどのAEが fiber breakage によって励起されたものであった。最初のAEはひずみ1.5%、応力21MPaで検出され、約3.8%で $x = -12\text{mm}$ でx軸に垂直な巨視破断をするまでに273個のAEが検出された。そのうち161個について破壊源位置標定が行えた。Fig. 5.21に破壊源位置標定結果を黒点で示す。

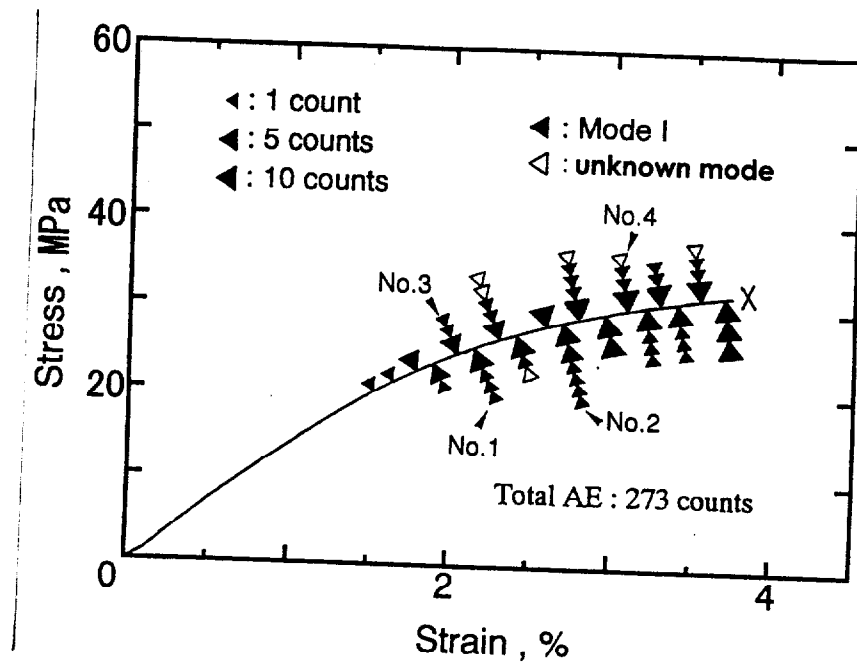


Fig. 5.20 Stress-strain curve with AE timing during the tensile test of Model A specimen.

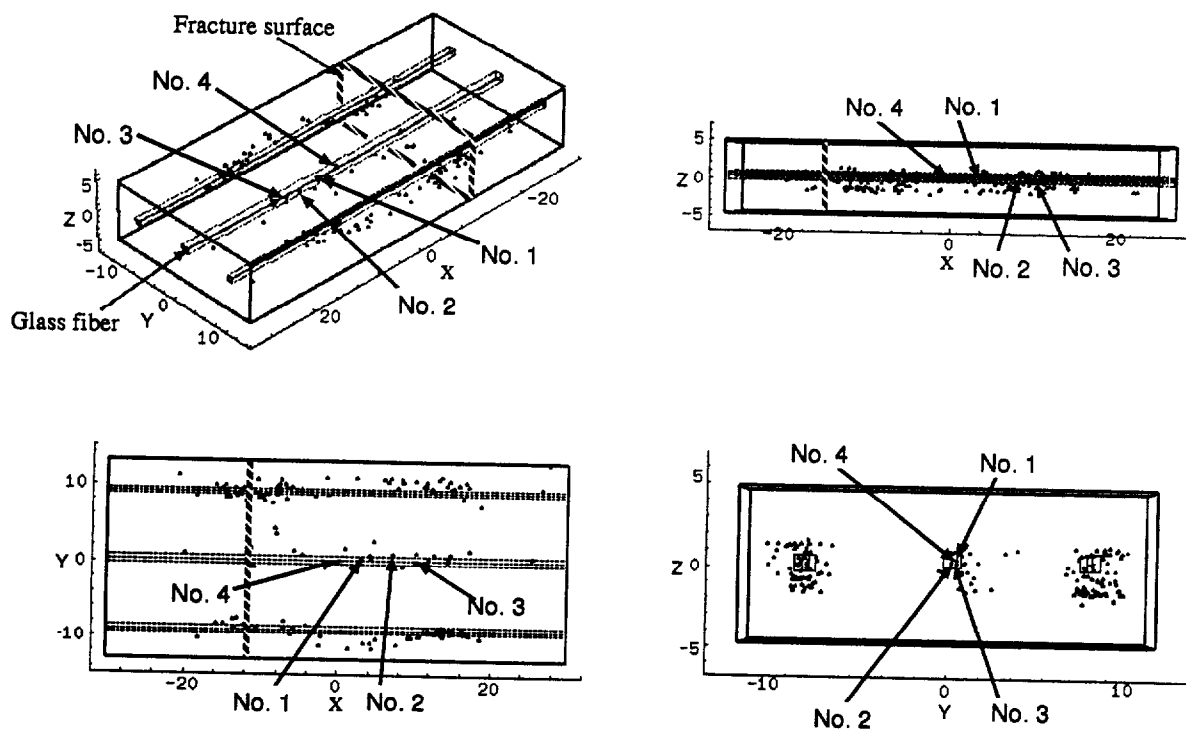


Fig. 5.21 Source location for Model A specimen.

Fig. 5.21に示すように、ほとんどのAEが繊維束内またはその付近で発生している。破断面観察から巨視割れは $y = 0$ の繊維束から進展していた。Fig. 5.20の No.1 ~ No.3 のAEも繊維束中にあったので、Mode I型 fiber breakage を仮定してシミュレーションを行った。

検出波とシミュレーション波を Fig. 5.22に示す。図枠中の番号は Fig. 5.20のAE番号に相当し、その下に破壊源位置、伝搬距離、 Δt_{pr} と Δu_p を示した。検出波の下にシミュレーション変位を、推定された ΔT_r と Ab_j を図の下に示した。

例えば No.1 の検出波は、破壊源位置標定結果から Mode I 型の fiber breakage を仮定し、 $\Delta T_r = 0.35\mu s$ 、 $Ab_j = 1.7 \times 10^{-16}m^3$ を用いたシミュレーション波と極めて良く一致することから、No.1 のAEは Mode I型 fiber breakage と同定した。

No.1 ~ No.3 の波形はそれらの発生源が異なるため同じにはならない。しかし、音源位置を考慮したシミュレーション波は検出波と良く一致し、 ΔT_r は $0.3 \sim 0.5\mu s$ 、 Ab_j は $1 \sim 3 \times 10^{-16}m^3$ であった。

一方、No.4 のAEの破壊源は変位センサ真下の繊維束中であり、Mode I型 fiber breakage を仮定してシミュレーションを行ったがP波は一致しなかった。しかし、S波の位相が等しく良く似ていて、その原波形も他の検出波と一致することから fiber breakage と思われる。これは伝搬距離が $4.8mm$ と短いため繊維 ($\phi 10\mu m$) 破断のような高速現象によって発生した高周波数のP波を捉えきれなかったものと考えられるが、その原因は必ずしも明かではなく、正確な同定はできなかった。

Fiber breakage の ΔT_r と Ab_j を Fig. 5.23に示した。 ΔT_r は $0.2 \sim 0.5\mu s$ 、 Ab_j は $1 \sim 4 \times 10^{-16}m^3$ である。繊維断面積は $7.85 \times 10^{-11}m^2$ であることから、開口変位量 b_j を推定すると $1.27 \sim 5.1\mu m$ でかなりばらついたが、fiber breakage は様々な破壊様式 (Fig. 5.9) とることに起因しているものと考えられる。

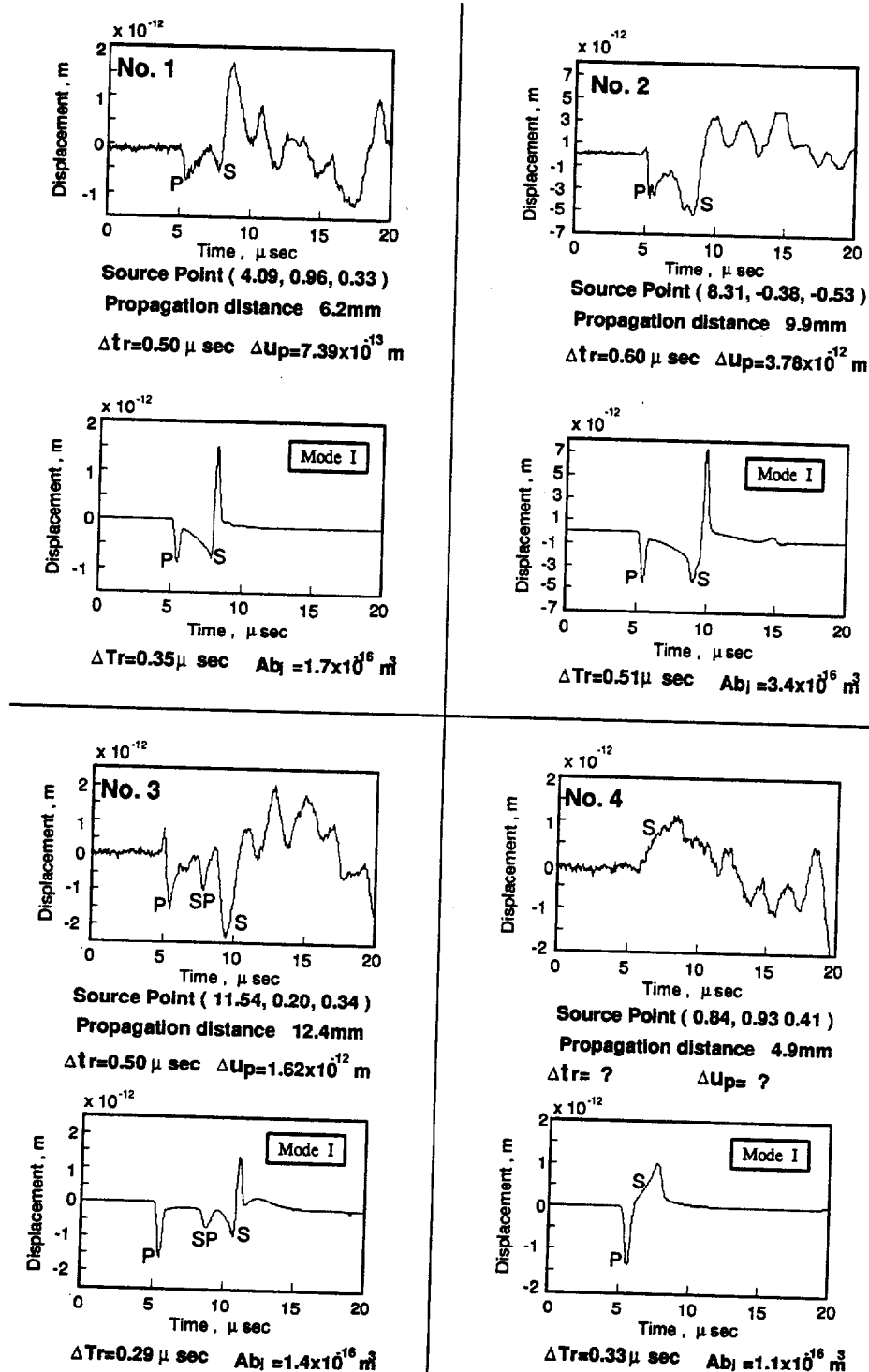


Fig. 5.22 Comparison of detected and simulated waves for Model A specimen.

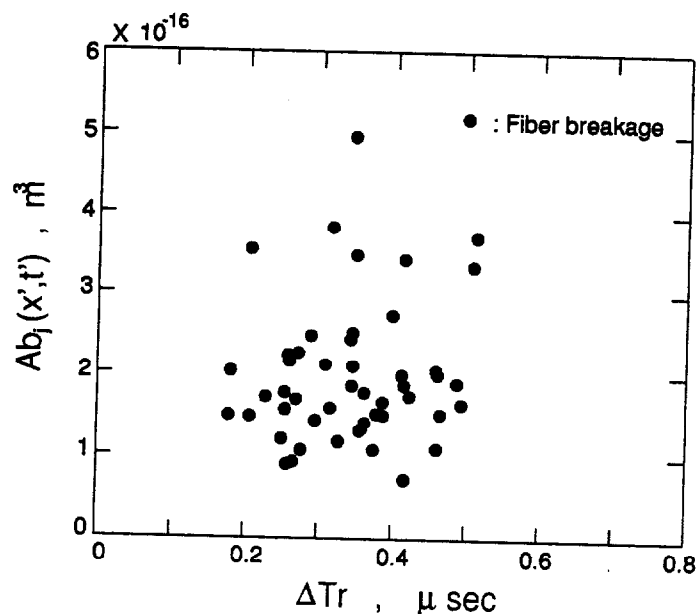


Fig. 5.23 Source parameters of fiber breakage in Model A specimen.

5.3.3.2 モデル B 試験片

モデル B 試験片の応力 - ひずみ線図を Fig. 5.24 に示した。▲ は Mode I 型破壊、△ は Mode II 型破壊と同定された AE で、◇ は破壊モードが同定できなかった AE である。ひずみ 3.7% で $x = 10\text{mm}$ の位置にあった繊維に沿って最終破断するまでに 62 個の AE が検出され、そのうち 45 個について位置標定が行えた。モデル A に比べると低応力で AE が発生し始め、発生数は少なかった。

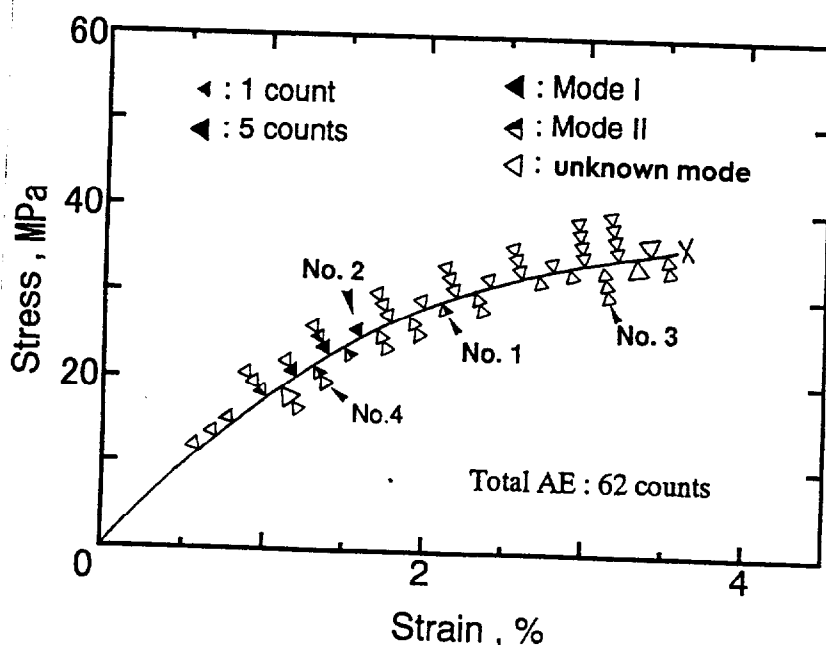


Fig. 5.24 Stress-strain curve with AE timing during the tensile test of Model B specimen.

Fig. 5.25 に破壊源位置を示した。AE 源は繊維束に沿うものばかりでなく、マトリックス中にも存在する。No.1,2 の AE が繊維束付近で発生しているのに対し、破壊モードの同定ができなかった No.3,4 の破壊源はマトリックス中にあった。また、破面観察からき裂は繊維束に沿って右側 (+y) から左に向かって進展していた。

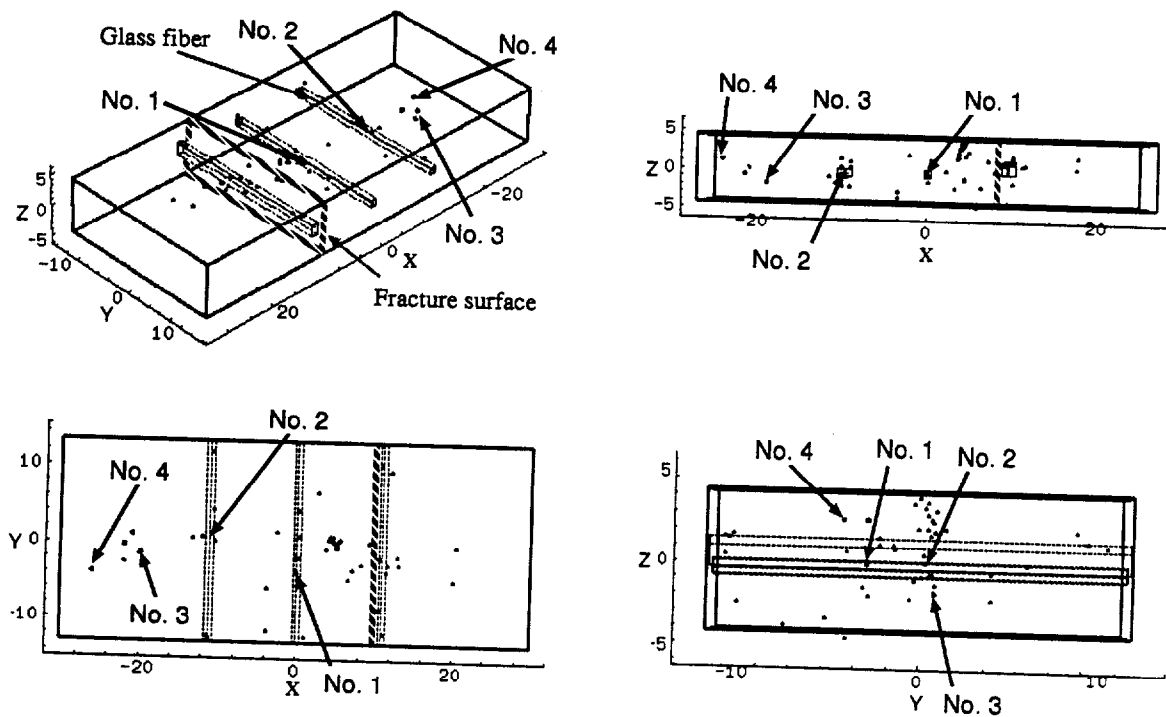


Fig. 5.25 Source location for Model B specimen.

Fig. 5.26に検出波とシミュレーション波を示す。No.1の波形はFig. 5.27右に示すような繊維上下面とマトリックスの間のMode IIの破壊に対してシミュレーションした結果と良く一致する。また、No.2の波形はFig. 5.27左のような繊維の側面とマトリックスのMode I型破壊に対してシミュレーションした結果と良く似ている。一方、No.3,4の破壊源はマトリックス中にあり、マトリックス破壊と考えられるが破壊モードは同定できなかった。このようなAEが56個もあった。

Fig. 5.28に原波形パラメータを示した。+印はMode II型、◇印はMode I破壊の原波形パラメータである。Mode Iの ΔT_r は約 $0.3\mu s$ でモデルAのfiber breakageのそれに近いが、 Ab_j は $1.0 \sim 1.5 \times 10^{-16} m^3$ と小さい。Mode IIの ΔT_r は $0.5 \sim 1.0\mu s$ で、 Ab_j は $0.8 \sim 1.2 \times 10^{-16} m^3$ であった。

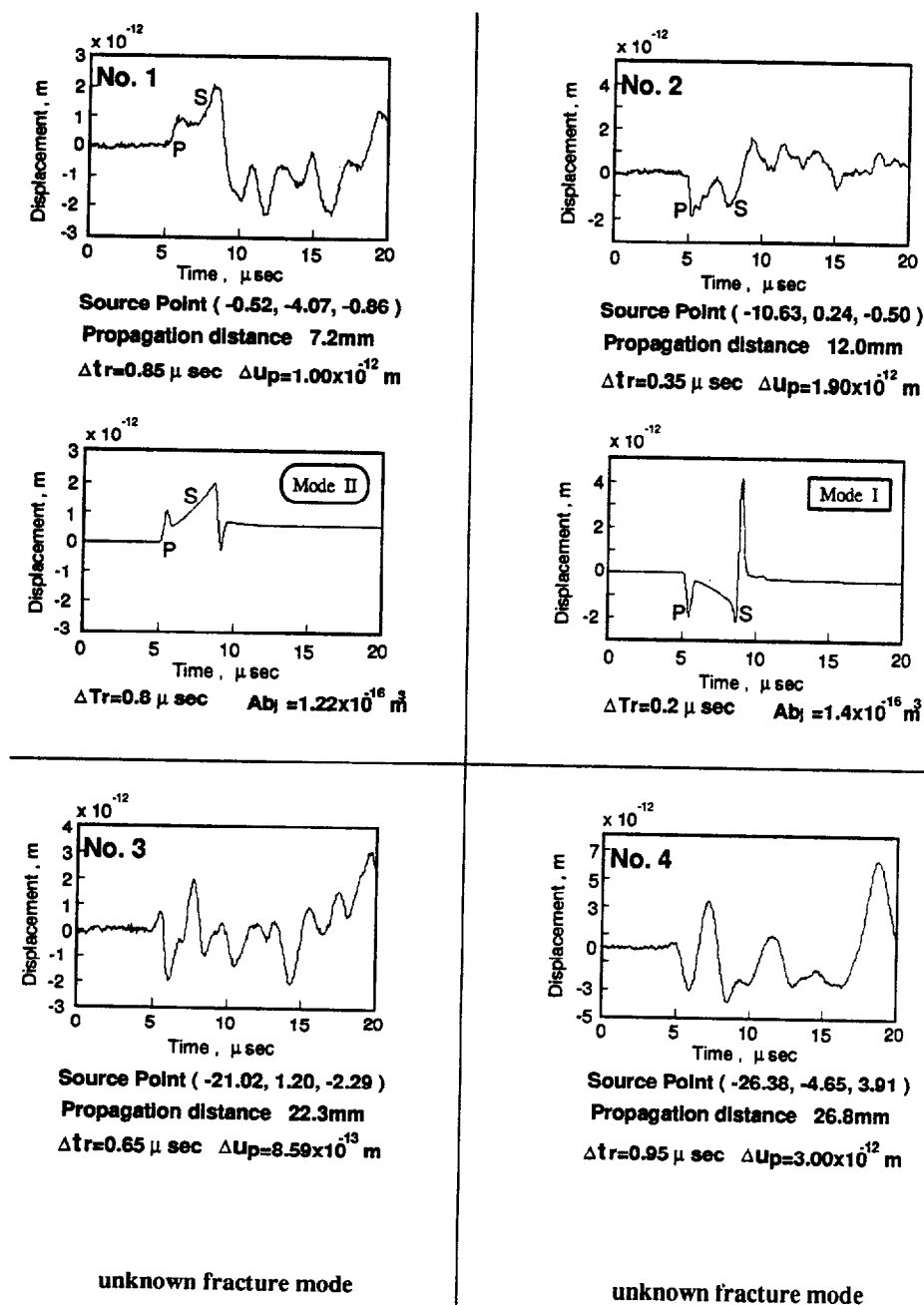


Fig. 5.26 Comparison of detected and simulated waves for Model B specimen.

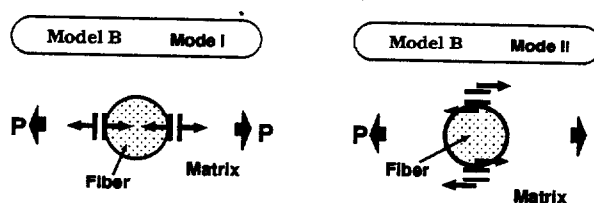


Fig. 5.27 Schematic illustration of Mode I fiber debonding and -II fractures (fiber disbonding) in Model B specimen.

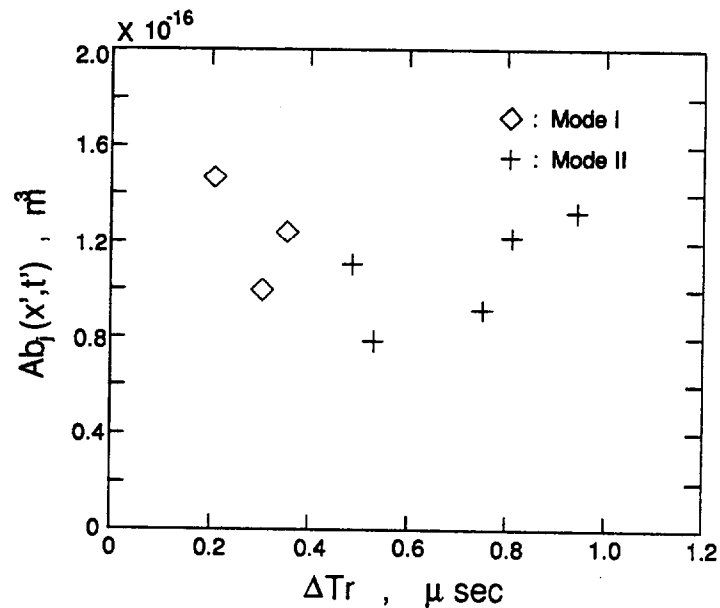


Fig. 5.28 Source parameters of fiber debonding (Mode I) and fiber disbonding (Mode II) fracture in Model B specimen.

5.3.3.3 モデルC 試験片

モデルCの応力-ひずみ線図を Fig. 5.29に示した。▲は Mode I 型破壊、△は Mode II 型破壊と同定された AE で、△は破壊モードの同定ができなかった matrix crack と考えられる AE である。AE は、応力 41 MPa、ひずみ 3.8% で最終破断 ($x = 13\text{mm}$) するまでに 410 個検出され、そのうち 380 個について破壊源位置標定が行えた。

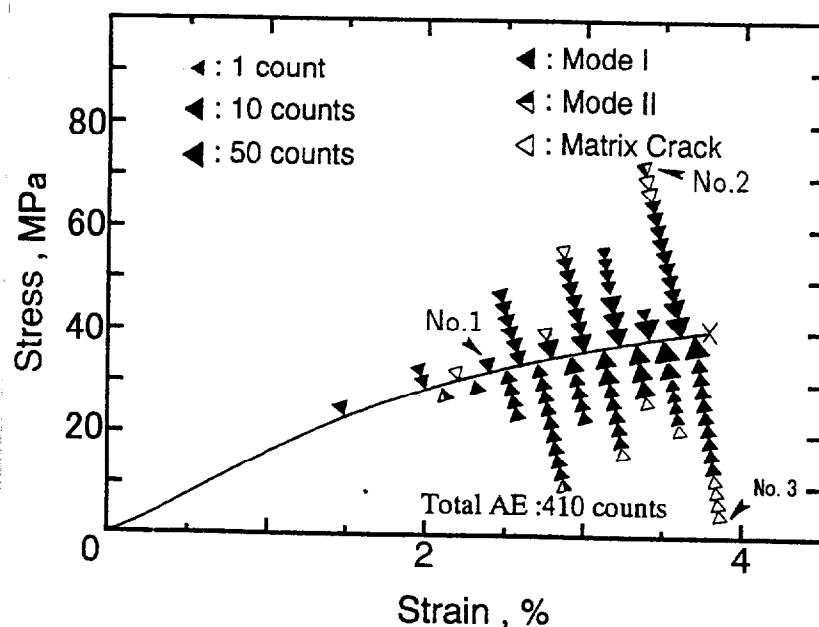


Fig. 5.29 Stress-strain curve with AE timing during the tensile test of Model C specimen.

Fig. 5.30に位置標定を示す。右列には x-y 平面の破壊源経時変化を示した。多くの破壊源は繊維層内にある。破面観察から巨視割れの発生点は繊維層中央部 ($y = 0$) にあることが判った。No.1 ~3 の AE の破壊源は繊維層中にあり、No.4 はマトリックス中にあった。

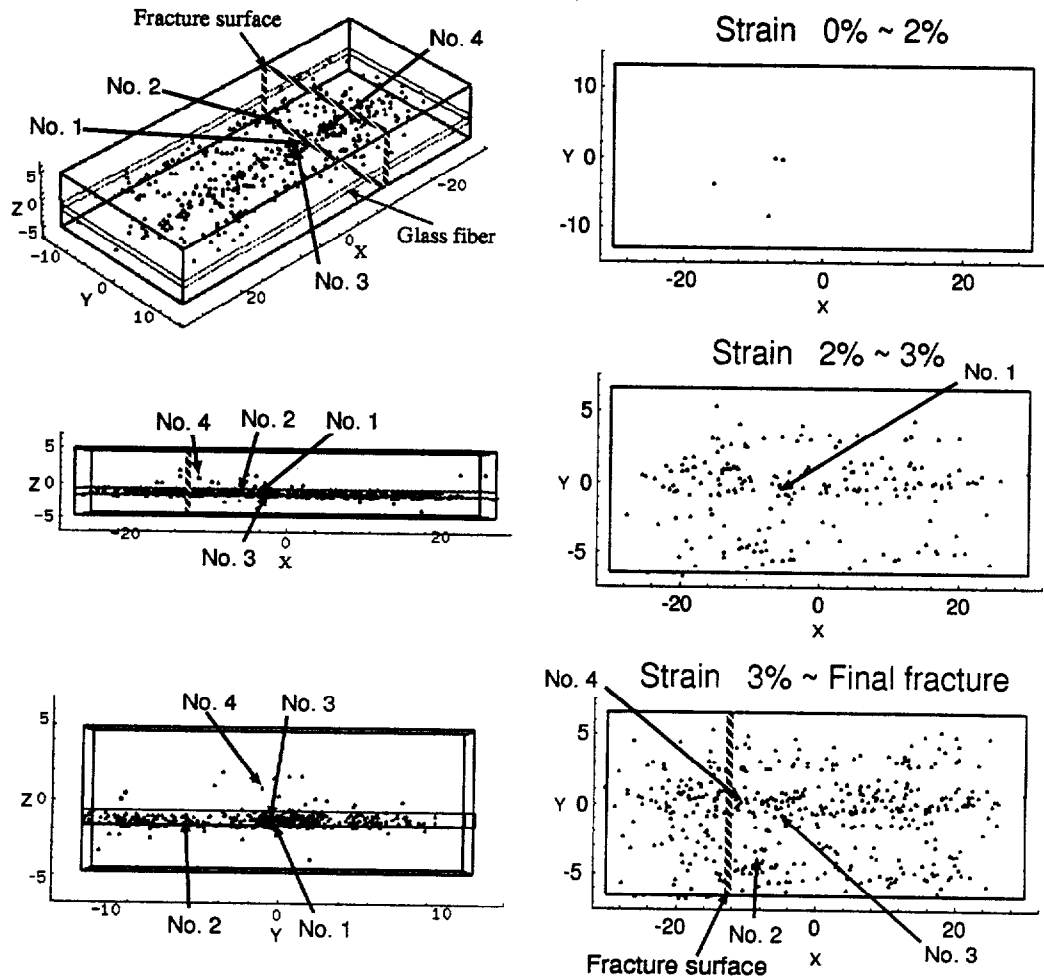


Fig. 5.30 Source location for Model C specimen and change of source location with strain.

No.1 ~4 の検出波とシミュレーション波を Fig. 5.31に示す。No.1,2 は Mode I 型 fiber breakage に対するシミュレーション波と良く似ている。No.3 の破壊源も繊維層内部にあったが、Mode II 型破壊に対するシミュレーションと良く似ていることから、繊維とマトリックス界面の Mode II 型 disbonding であると同定した。しかし、No.4 AE の破壊モードは同定できなかった。

Fig. 5.32に、fiber breakage(●)と disbonding(○)の原波形パラメータを比較した。fiber breakage の ΔT_r は約 $0.2 \sim 0.5 \mu s$ 、 Ab_j は $0.5 \sim 4 \times 10^{-16} m^3$ で、開口変位量 b_j は約 $0.64 \sim 5.1 \mu m$ となり、これはモデル A 試験片の結果とほぼ一致した。また、disbonding の ΔT_r は約 $0.25 \sim 0.3 \mu s$ 、 Ab_j は約 $0.5 \times 10^{-16} m^3$ であり、AE 発生数は少なく破壊規模も小さかった。

Fig. 5.33に、fiber breakage の ΔT_r と b_j を比較した。Fiber breakage の生成速度は $1.5 \sim 20 m/s$ である。

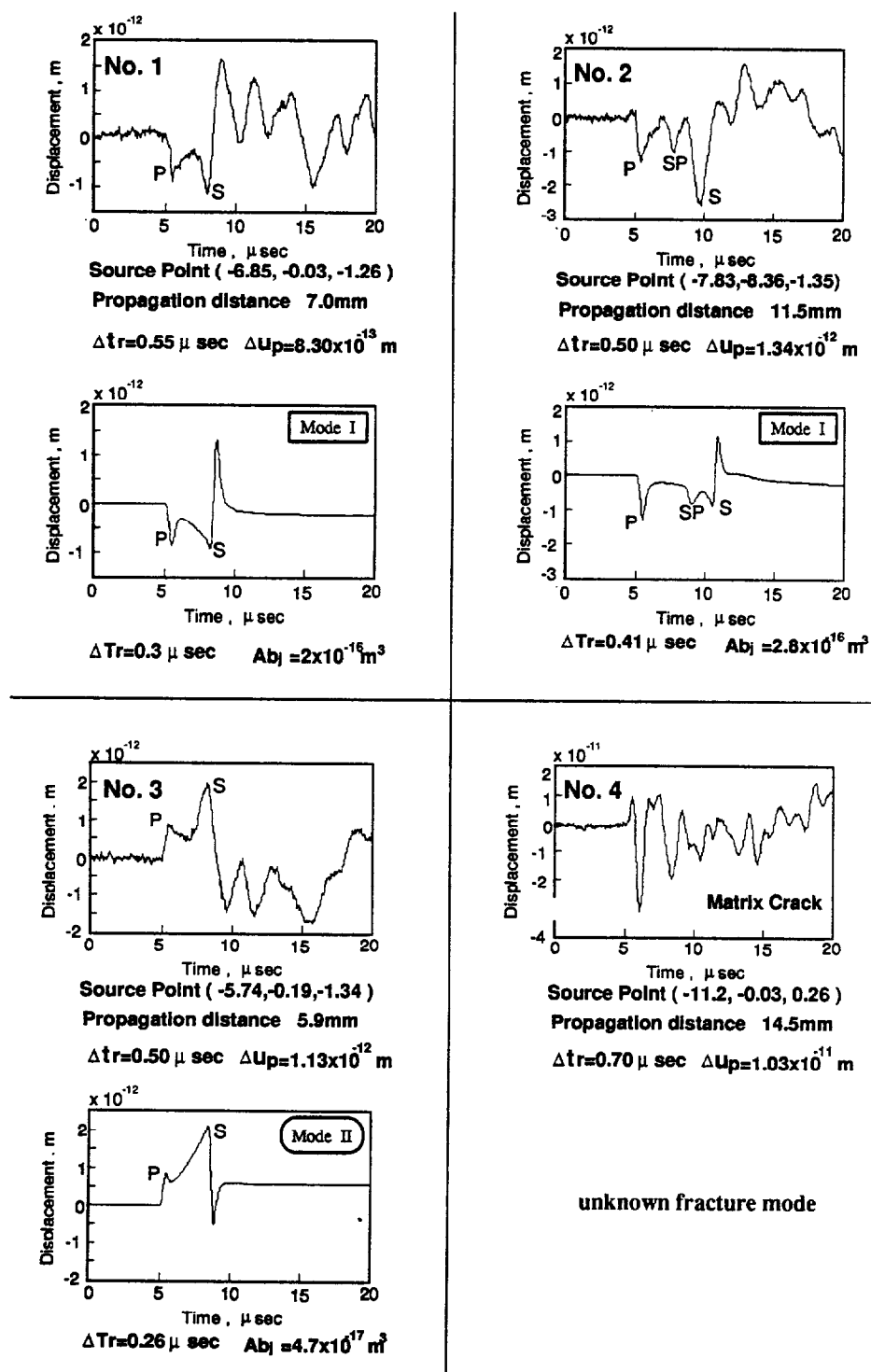


Fig. 5.31 Comparison of detected and simulated waves for Model C specimen.

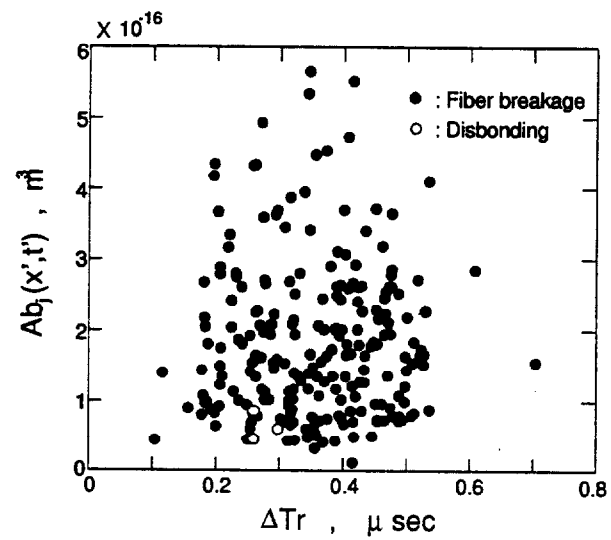


Fig. 5.32 Source parameter of fiber breakage and disbonding in Model C specimen.

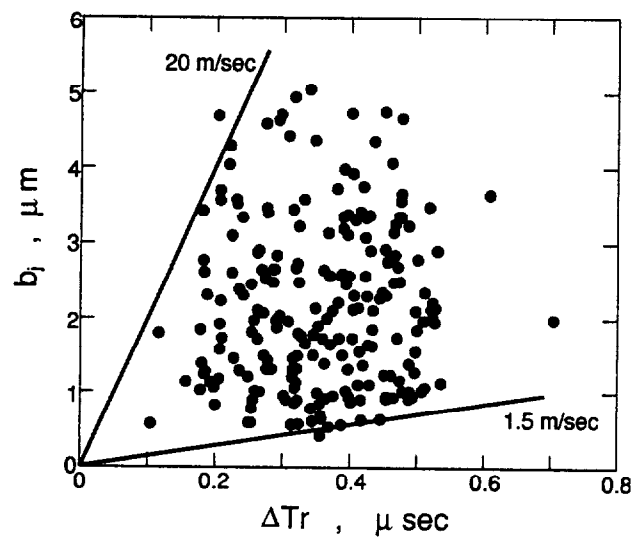


Fig. 5.33 Relationship between crack opening displacement b_j and source rise time ΔTr .

5.4 結言

モデル GFRP(繊維含有率 $1_{mass}\%$ 以下) 内の微小破壊によって励起された AE を変位計測システムを用いて検出し、破壊のダイナミックスを推定した。提唱した逆解析法は dipole 問題にも適用可能で、モデル GFRP 内部で発生した様々なタイプの破壊のダイナミックスを定量評価できることが判った。2 種類のモデル GFRP の実験から得られた知見をまとめると以下ようになる。

● 単純モデル複合材料

PMMA およびアルミニウム板の上にポリエステル樹脂で光ファイバー ($\phi 200\mu m$) を接合したモデル試験片では、Mode I 型 fiber breakage, Mode II 型 disbonding, Mode I 型 exfoliation のダイナミックスを同定した。破壊モードは VTR 顕微鏡観察によって確認された。光ファイバー breakage の生成時間は $0.2 \sim 0.5\mu s$ 、破壊体積は $0.1 \sim 2.5 \times 10^{-14}m^3$ で、PMMA とアルミニウムを基板とした試験片では同じ解析結果が得られたことより、粘弾性波動逆解析法を dipole 問題へ適用できることが判った。Fiber breakage は繊維表面の局部応力状態によって複雑な破壊過程をとるため、破壊体積は変化したがその生成時間はほぼ一定であった。開発 AE 計測システムはデッドタイム約 $100ms$ を有することから、fiber breakage に続く disbonding や、低速な end-debonding は検出できなかった。

● 実ガラス繊維を含有するモデル複合材料

$\phi 13\mu m$ のガラス繊維を用いたモデル複合材料に対して、変位センサ 1 個、小型センサ 7 個からなる 8 チャンネル AE モニタリングシステムを用いて、fiber breakage, disbonding, debonding の微小破壊のダイナミックスの定量評価と破壊原位置標定が精度良く行えることを確認した。Fiber breakage は開口変位 $0.3 \sim 5.0\mu m$ 、生成時間 $0.2 \sim 0.5\mu s$ の高速破壊で、き裂進展速度は約 $1.5 \sim 20m/s$ であった。Disbonding の生成体積は $0.5 \times 10^{-16}m^3$ で、 $0.25 \sim 0.30\mu s$ の生成時間をもつ高速現象であった。繊維配向方向の異なる試験片の解析結果より、繊維 / マトリックスの Mode I 型剥離 (debonding) の体積は $1.0 \sim 1.5 \times 10^{-16}m^3$ で、Mode I 型 fiber breakage より小さいが、破壊速度 ($0.3\mu s$) はほぼ等しかった。また、Mode II 型 disbonding の生成体積は $0.8 \sim 1.2 \times 10^{-16}m^3$ で、破壊時間は $0.5 \sim 1.0\mu s$ であった。マトリックス破壊の AE (面外変位) は複雑で破壊モードは同定できなかった。

第 6 章

ガラス繊維強化プラスチックの破壊評価

6.1 緒言

第 5 章では粘弾性波動逆解析法によって、微小破壊のダイナミックスの定量評価ができることをモデル複合材料について検証した。しかし、実用ガラス繊維強化プラスチック (GFRP) は、 $60 \sim 70_{mass}\%$ のガラス繊維を含有し、音響特性の顕著な異方性を示すためより高度な信号処理が必要になる。

本章では、ガラス繊維含有率 (F.C.) $60_{mass}\%$ の一方向強化 GFRP (UD-GFRP) と F.C. $66_{mass}\%$ のガラスクロスロービングマット積層 GFRP (Laminated-GFRP) の破壊のダイナミックスを解明するとともにパターン認識解析 (pattern recognition analysis, PRA) を行って破壊モードを分類する。また、GFRP の強度はガラス繊維とマトリックスとの界面性状に依存するので、界面性状の異なる 3 種類の UD-GFRP 試験片を用いて、破壊挙動と界面性状の関係を調べた。

6.2 一方向強化 GFRP の微小破壊評価

6.2.1 試験片および実験装置

マトリックスには、ビニルエステル樹脂 (昭和高分子 (株), リポキシ R-802) と硬化剤 (日本樹脂 (株), パークミル H-80)、促進剤 (ナフテン酸マンガンをそれぞれ重量比 $100 : 1 : 0.1$ の割合で混合して用いた。強化繊維にはガラス繊維ロービング (日東紡 (株), RS220PE-535FS, 引張強さ: 1.47GPa , ヤング率: 72.5GPa , 単繊維直径: $13\mu\text{m}$, 1 ロービング: 6400 本) を用いた。繊維を一方に配向させるために、フィラメントワインディング (FW) 法 [161] により、樹脂を含浸させたガラスロービングをマンドレルで巻きとった後、常温真空中で約 60 分間脱気し、ホットプレス機を用いて 60°C で 10MPa の負荷をかけて約 60 分間で硬化させた。硬化後 100°C で 2 時間のアフターキュア処理を施した後、所定の寸法 ($200\text{mm}^L \times 26\text{mm}^W \times 10\text{mm}^T$) に加工した。試験片の一部を燃焼させた後のガラス繊維重量から推定した繊維含有量 (Fiber Content: F.C.) [162] は $60_{mass}\%$ であった。

試験片と実験装置を Fig. 6.1 に示す。座標原点を試験片中心としたときのセンサ座標を Table 6.1 に示す。7 個の共振型小型センサ (Danegan, PICO, 受感部直径 4mm) を #1~#7 の位置に取付け三次元破壊源位置標定を行い、原波形解析に必要な面外変位は常温圧電型変位センサ (#8) で検出した。また、#1 センサの検出波でパターン認識解析を行った。試験片の片側に幅 0.07mm 、深さ 3mm のスリットを $x=10\text{mm}$ の位置に導入し、引張試験片チャック部にはアルミニウムのタブを付けて座屈破壊を防ぐとともに、ノイズの低減を計った。また、スリット近傍にひずみゲージを取付けてひずみを計測した。

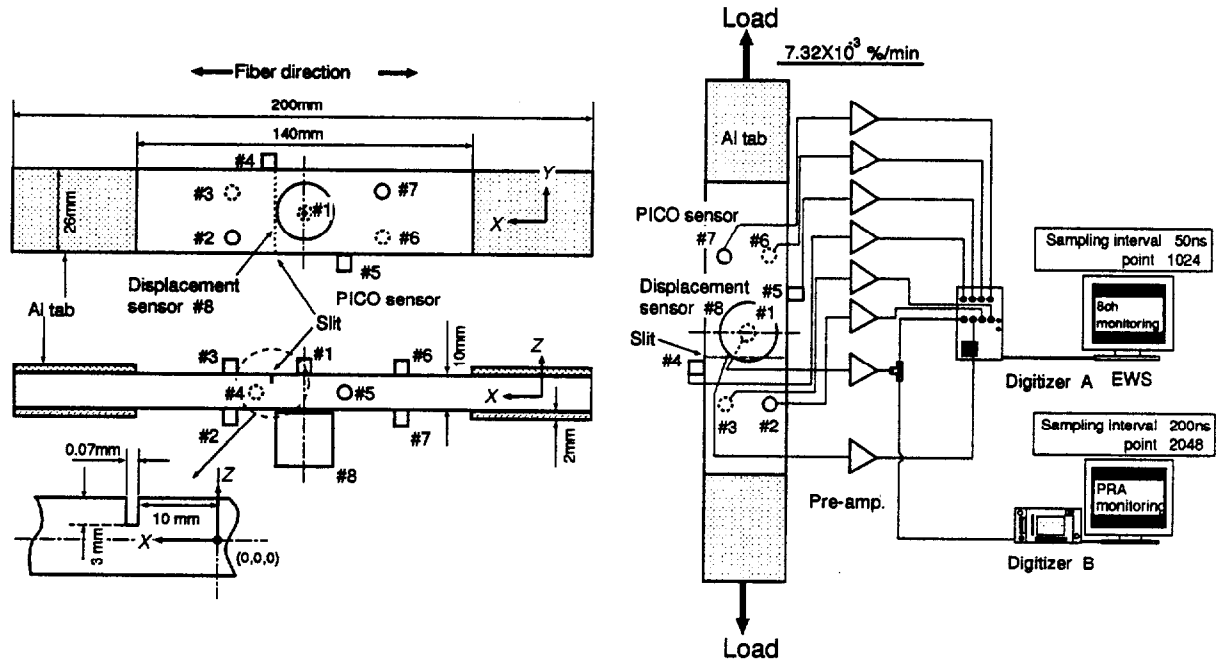


Fig. 6.1 UD-GFRP specimen and experimental setup for AE monitoring during tensile loading.

インストロン試験機 (INSTRON, 5566 型) を用いて、 $7.32 \times 10^{-3} \% / \text{min}$ のひずみ速度引張試験を行い、応力 200 MPa (ひずみ 0.7%) まで繊維方向に負荷した。 200 MPa 以上の負荷では、スリット底部から繊維方向に進展する巨視き裂がセンサ取付位置にまで達し、位置標定精度が悪くなるので負荷を中止した。センサ出力はプリアンプを介した後、Digitizer-A (サンプリングインターバル 50 ns , サンプリングポイント 1024 point) で A/D 変換し EWS に取込んだ。また、試験片中央の小型センサ (#1) 出力をプリアンプを介した後に分岐して、Digitizer-B (サンプリングインターバル 200 ns , サンプリングポイント 2048 point) で A/D 変換し、EWS に取り込みパターン認識解析を行った。

Table 6.1 Coordinate of seven small sensors (#1~#7) and a displacement sensor (#8).

Sensor number	# 1	# 2	# 3	# 4	# 5	# 6	# 7	# 8
X(mm)	0	35	35	20	-20	-35	-35	0
Y(mm)	0	-10	10	13	-13	-10	10	0
Z(mm)	5	-5	5	0	0	5	5	-5

6.2.2 実験結果および考察

Fig. 6.2 に応力 - ひずみ線図と、原波形解析によって同定された 4 種類の破壊モード (Type 1 ~ Type 4) の累積 AE 数の経時変化を示す。Mode I 型繊維あるいはマトリックス破壊である Type 1 は、実験開始直後から発生し、ひずみ 0.45% まで一定の発生率で発生した後発生率が下がったが、全部で 39 個検出された。引張方向と直角方向に開口する Mode I 型 fiber debonding の Type 2 と Type 3 はひずみ約 0.25% から発生し始め、双方とも発生率は同程度である。Type 2 が 18 個発生し、Type 3 が 12 個であった。Type 4 はひずみ 0.37% で発生し始めたが、最も大きい発生率を示し、破断時の累積数は 40 個となった。

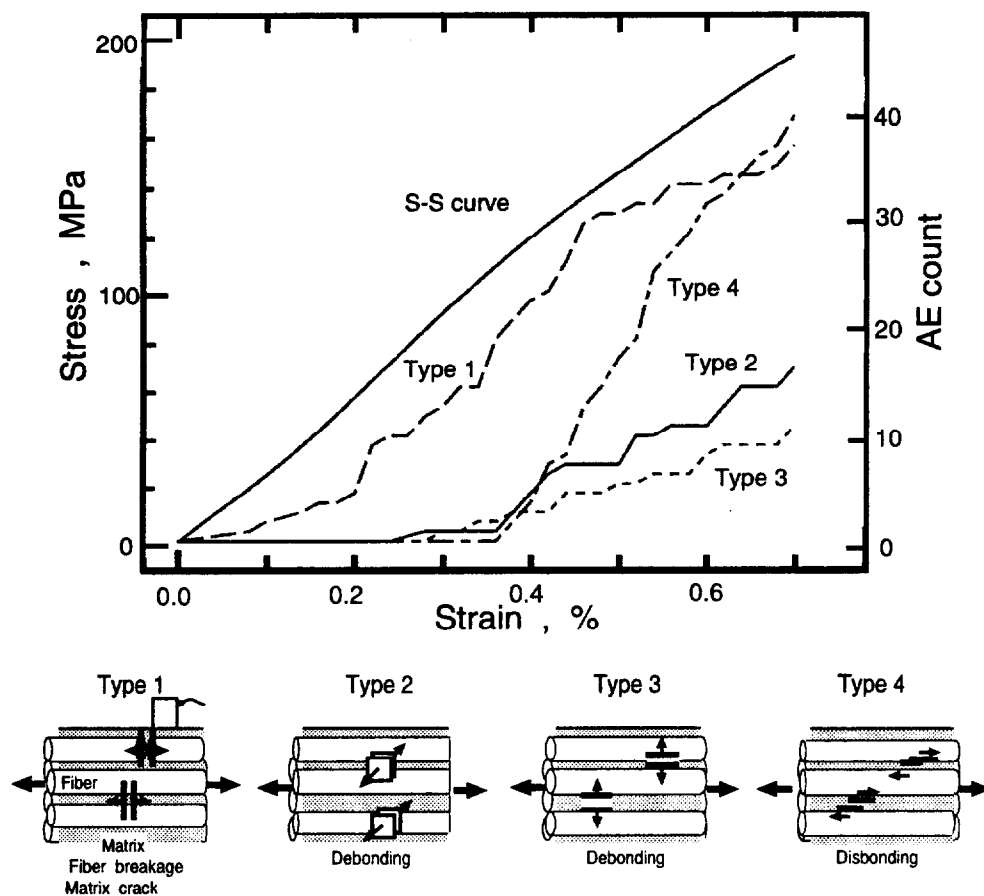


Fig. 6.2 Stress-strain curve and AE cumulative counts of four fracture-types in loaded UD-GFRP specimen.

群速度異方性 (Fig. 4.12) を考慮した三次元破壊源位置標定結果をひずみ別に Fig. 6.3 に示す。(a) は実験開始からひずみ 0.25%、(b) は 0.25% ~ 0.45%、(c) は 0.45% ~ 0.60%、(d) は 0.60% ~ 0.70% での位置標定結果である。全 AE (957 個) のうち位置標定できたのは 323 個であった。そのうち原波形解析によって破壊モードが同定できたのは 109 個であった。試験終了までに破壊源は切欠き底部から X 方向に約 $\pm 8\text{mm}$ 、 Z 方向に $\pm 2\text{mm}$ 、 Y 方向には全体にわたって分布した。(a) は Type 1 の破壊のみが発生していたひずみ域であり、破壊源はスリット底部に集中している。(b) は Type 2~4 が発生し始めるひずみ域で、き裂はスリット底部から X 方向に進展し始めている。(c) は Type 4 破壊の発生率が大きくなる領域で、き裂は X 方向 $\pm 5\text{mm}$ まで進展している。(d) は Type 1 破壊がほとんど観察されない領域で、 X 方向に $\pm 8\text{mm}$ までき裂が進展している。目視観察によるき裂進展は音源分布と良い一致を示したことから、破壊源位置標定は精度良く行えたと考えられる。

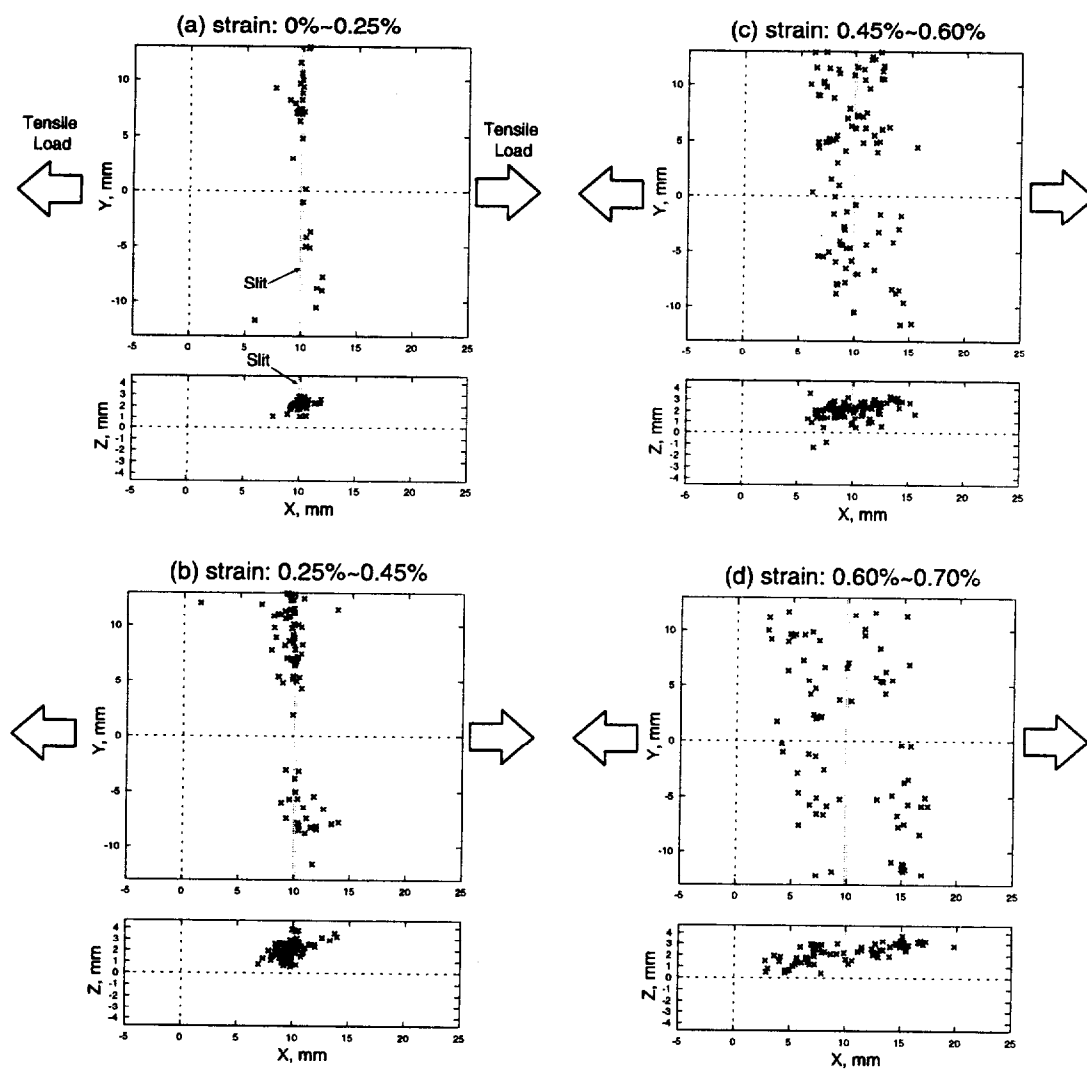


Fig. 6.3 Change of AE source location with applied strain.

6.2.2.1 粘弾性波動解析

破壊のダイナミクス評価は、群速度異方性 (Fig. 4.12) と減衰異方性 (Fig. 4.17) を考慮した異方粘弾性波動逆解析法で調べた。解析例を Fig. 6.4 と Fig. 6.5 に示す。上段に検出変位、下段にシミュレーション変位を比較して各タイプ2個ずつ示した。

Type 1 は引張方向に開口する Mode I 型繊維あるいはマトリックス破壊で、破壊生成時間 (ΔT_r) は $0.71\mu s$ 、生成体積 (Ab_j) は $5.50 \times 10^{-16} m^3$ の高速微小破壊であった。Type 2 と 3 の生成時間は Type 1 と同程度であるが、生成体積は数10倍~100倍で、debonding (Type 2) は規模がかなり大きい。Type 4 は繊維とマトリックス界面の Mode II 型破壊 (disbonding) で、P 波の位相が+になる特徴がある。破壊の生成時間は $1\mu s$ 前後であるが、生成体積は (g) と (h) の波では10倍も異なる。

Fig. 6.6 に Type 1~4 の原波形パラメータを示した。●は Type 1、△は Type 2、×は Type 3、○は Type 4 破壊である。Type 1 は生成時間 $0.5 \sim 1.5\mu s$ 、生成体積は $2.0 \times 10^{-14} m^3$ 以下に集中している。生成体積の小さなものが単繊維の破断、大きくなるに従って繊維束 (繊維間のマトリックス破壊を含む) の破断に対応すると考えられる。モデル複合材料で観察された ΔT_r が $0.2\mu s$ のマトリックスクラックは検出されなかったが、モデル材料ではみられなかった大きな体積 $1.0 \times 10^{-15} m^3$ の破壊が検出された。すなわち、実 GFRP 材では繊維束による破壊が発生していることが推測される。Type 2 と Type 3 は生成時間 $0.7 \sim 1.5\mu s$ 、生成体積は $2.0 \times 10^{-14} m^3$ 以下にばらついていた。Type 4 は Mode II 型 disbonding で、生成時間は $0.7 \sim 1.7\mu s$ で、体積は最もばらつき様々な規模で発生することが判った。生成体積の最大値は $4.0 \times 10^{-14} m^3$ であった。

実験終了後、スリット部を x 軸方向にスライス切断して SEM 観察 (Fig. 6.7) を行った結果、スリット先端部の繊維破断と繊維方向に進展する界面剥離が観察され、原波形解析で同定した破壊モードを裏付けている。

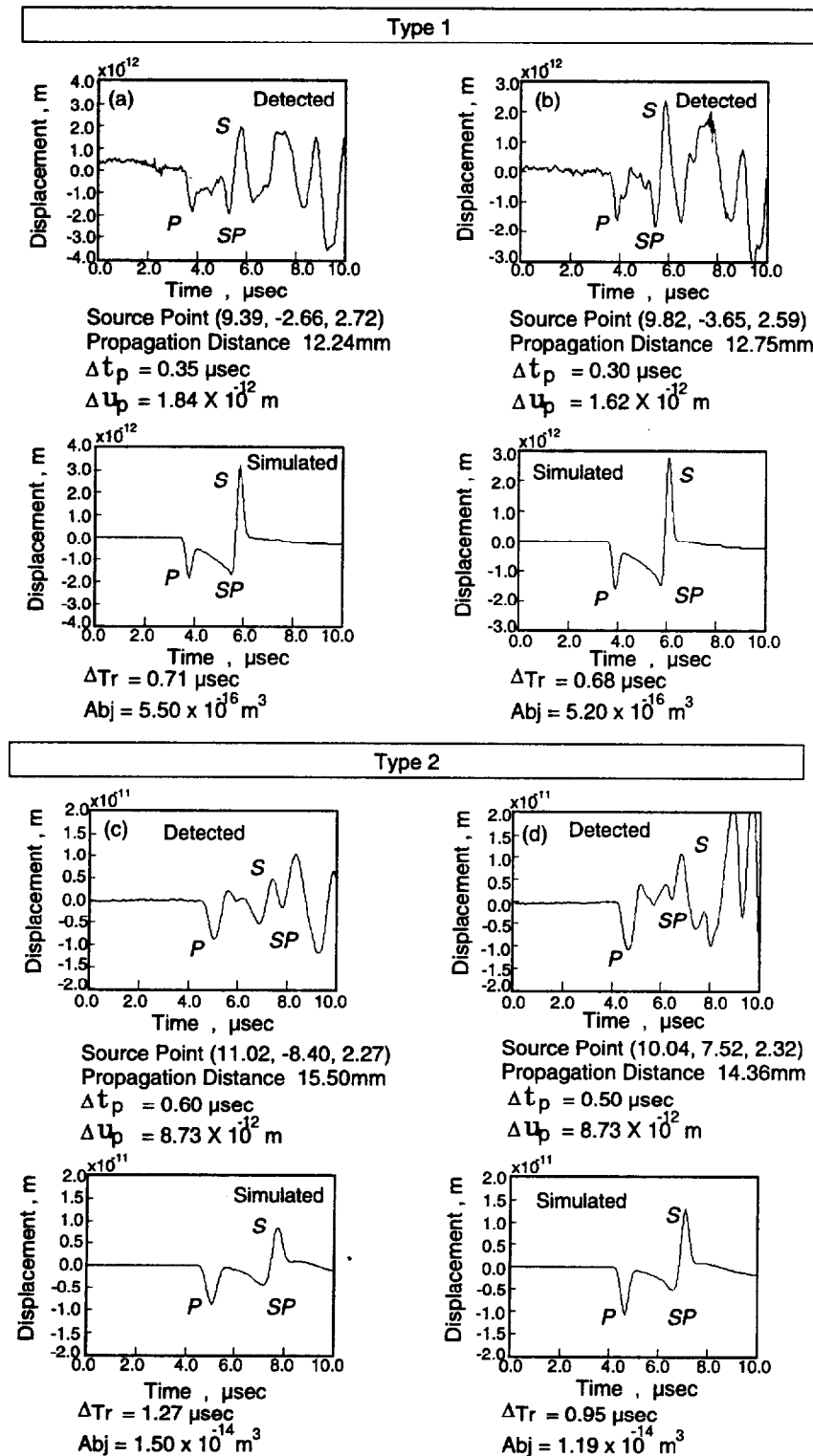


Fig. 6.4 Comparison of detected waves (#8) and simulated displacement to Type 1 and 2 fractures.

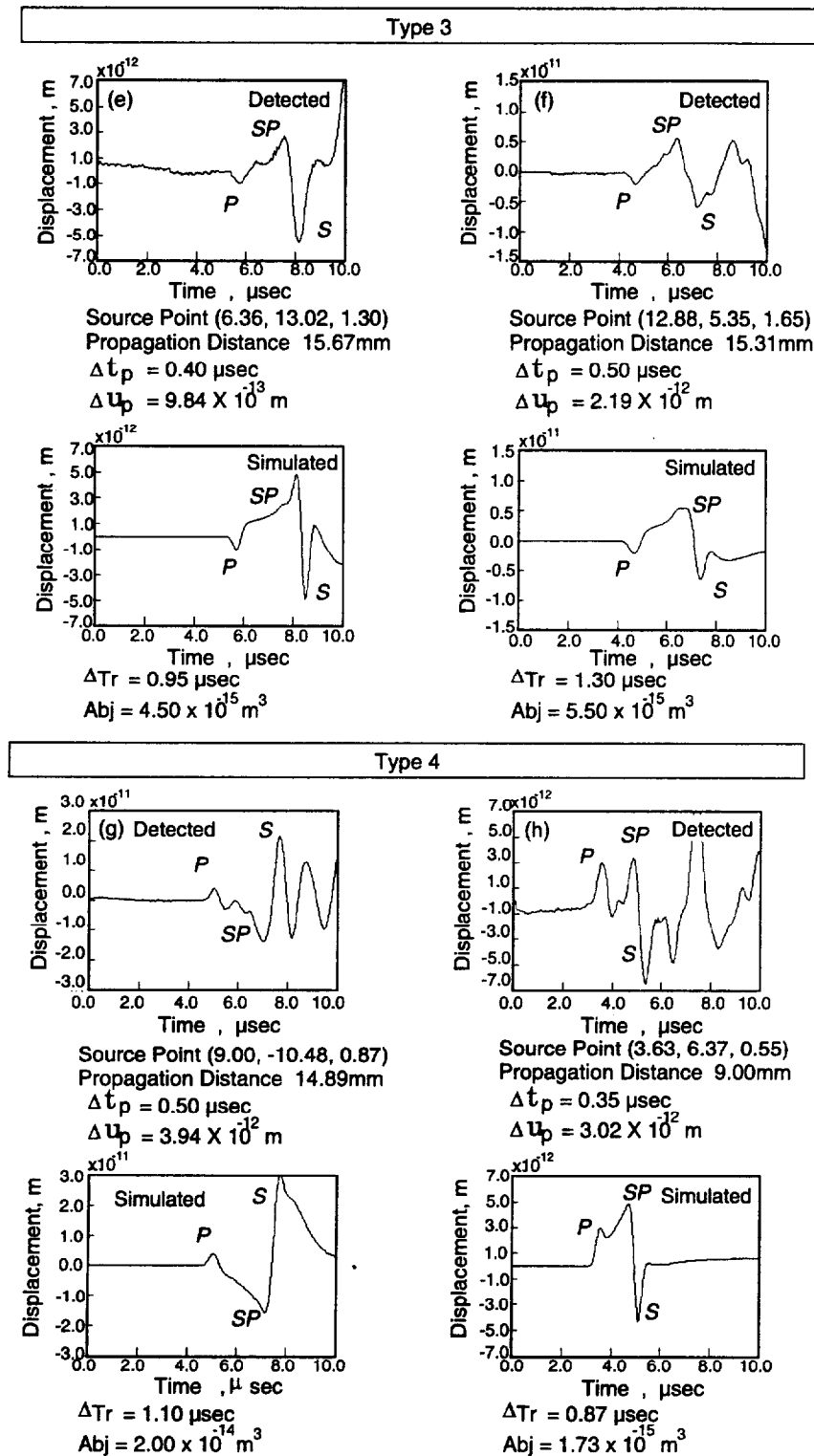


Fig. 6.5 Comparison of detected waves (#8) and simulated displacement to Type 3 and 4 fractures.

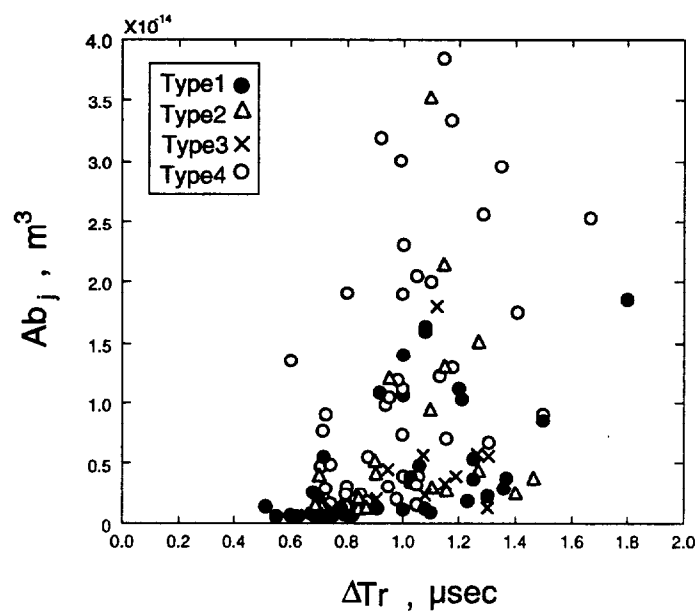


Fig. 6.6 Source parameters of four fracture-types in UD-GFRP.

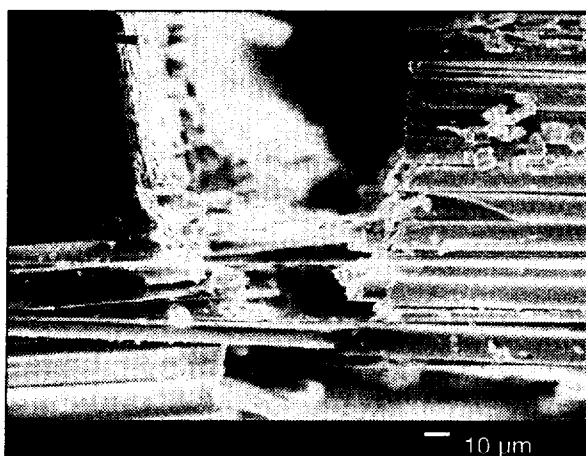


Fig. 6.7 Transverse SEM at slit bottom after tensile testing.

6.2.2.2 パターン認識解析

PRA には原波形解析で分類した AE と同期して検出された共振型小型センサ (#1) 信号を用いた。その内訳は Table 6.2 に示すように、Type 1 が 28 個、Type 2 が 8 個、Type 3 が 6 個、Type 4 が 19 個である。

Table 6.2 Event counts classified by the source simulation and PRA.

	Source simulation	PRA
Type 1	39	28
Type 2	18	8
Type 3	12	6
Type 4	40	19
TOTAL	109	61

最大エントロピー法による PRA 結果

Fig. 6.8 に代表的な検出波の次数 m と AR 係数 (第 1 次 AR 係数: $AR_{m,1}$ 、第 2 次 AR 係数: $AR_{m,2}$ 、第 3 次 AR 係数: $AR_{m,3}$) の関係を示した。AR 係数は $m = 35$ で収束しているの、 $m = 35$ の AR 係数を用いた。

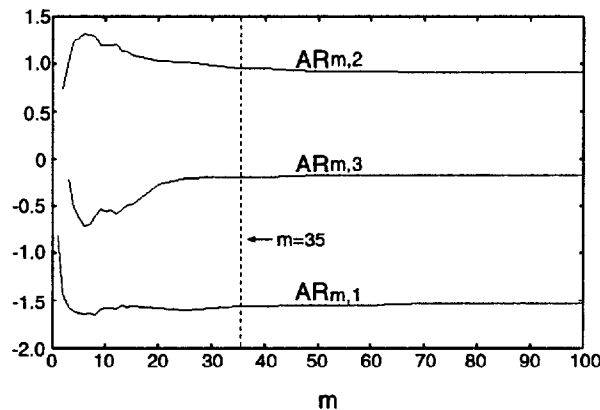


Fig. 6.8 Change of AR coefficient with m for typical AE signal from UD-GFRP.

Fig. 6.9 と Fig. 6.10 に Type 1 ~ 4 破壊による小型センサの検出波 (各図の (a))、FFT によるスペクトル (b)、MEM によるスペクトル (c)、WT 係数の等高線図 (d) (10 段階表示) を示す。

Type 1 の検出波は、大きい振幅の初動波の後速やかに減衰し約 $100\mu s$ 持続した。スペクトルは $0.3 \sim 0.55 MHz$ に大きいピークをもつが、 $0 \sim 0.2 MHz$ と $0.8 MHz$ にもピークを有する。WT 等高線図では周波数 $0.02 \sim 1.5 MHz$ 、時間 $20 \sim 80\mu s$ に信号がある。Type 2 の検出波は、初動波が最大振幅を示す Type 1 と異なり、初動波にやや遅れて最大振幅になる。スペクトルは $0.4 MHz$ の大きなピークと、それよりも低周波の弱い成分を示している。WT 等高線図は周波数 $0.02 \sim 1.3 MHz$ の成分、 $0.5 MHz$ と $0.8 MHz$ の信号が $150\mu s$ 持続する。Type 3 の検出波は、Type 2 同様、初動波の後に最大振幅があり、スペクトルは $0.45 MHz$ に強いピークをもつ Type 2 と類似している。WT 等高線図は周波数 $0.2 MHz$ 付近の信号と $0.7 \sim 1.4 MHz$ の成分に分かれており、両方の信号は約 $60\mu s$ 持続する。Type 4 の検出波は最大振幅を示した後、約 $150\mu s$ にわたって徐々に減衰する。スペクトルは $0.2, 0.3, 0.5, 0.8 MHz$ に鋭いピークを有する。WT 等高線図は周波数 $0.02 \sim 1.5 MHz$ を示し、 $1 MHz$ 前後の成分が $30 \sim 150\mu s$ 持続する。

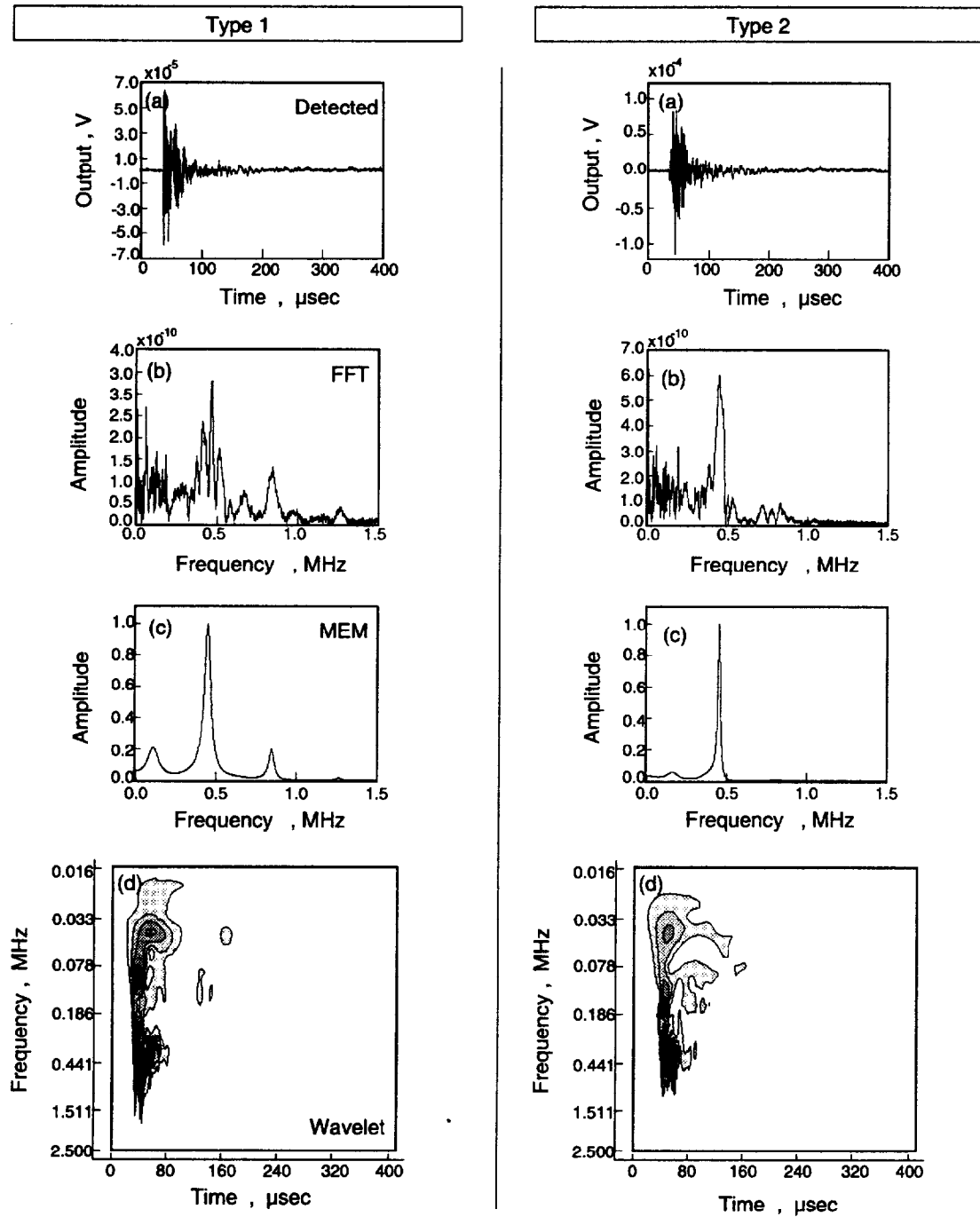


Fig. 6.9 Characteristics of the detected wave (a), frequency spectra by FFT (b), MEM (c) and the contour map of the wavelet coefficient (d).

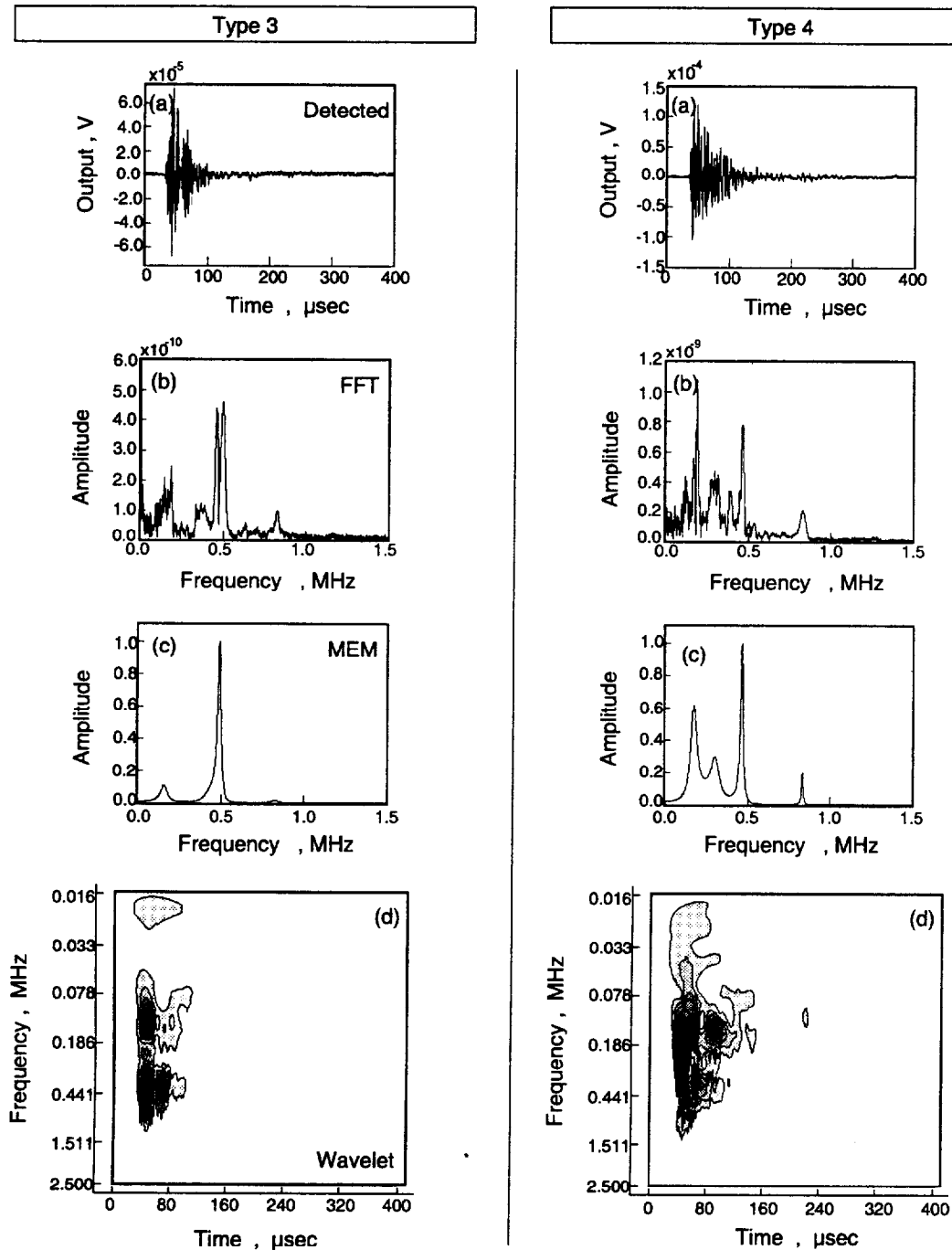


Fig. 6.10 Characteristics of the detected wave (a), frequency spectra by FFT (b), MEM (c) and the contour map of the wavelet coefficient (d).

Fig. 6.11に第1次、2次AR係数をとって破壊タイプ別 (Type 1: ●, Type 2: △, Type 3: ×, Type 4: ○) にプロットした。4つの破壊はある程度の大きさをもったクラスタに集中する傾向を示し、左上から Type 4 → Type 1 → Type 2 → Type 3 → Type 1 の順に並んだ。Type 1 はグラフの中心付近と右下の2ヶ所にプロットされ、クラスタの外にもいくつか信号がプロットされた。Type 2、Type 3 は比較的高い確率で領域内に分布するが、その中には他のタイプの信号も混在した。Type 4 の多くは左上にまとまっているが、広い領域に分布した。AR 係数を用いれば、破壊タイプを分類することができると考えられる。

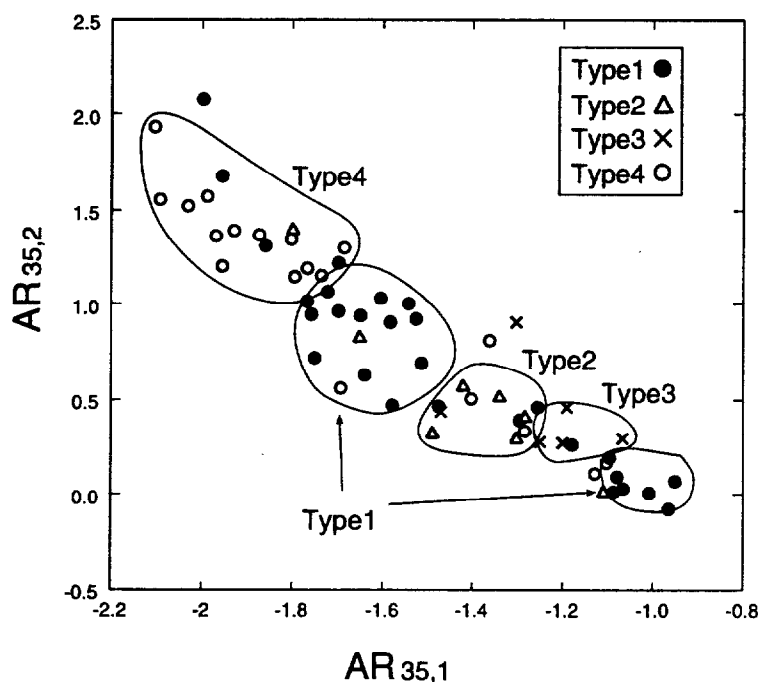


Fig. 6.11 Cluster plot of AR coefficients for AE events from UD-GFRP.

ウェーブレット変換による PRA 結果

WT による PRA にはフーリエ位相相関法 (FPC) を用いた。Fig. 6.12には Type 1~4 破壊による AE をそれぞれ任意に5個選んで加算平均した代表画像を示す。Fig. 6.13と Fig. 6.14は代表画像のフーリエ位相画像で、FPC に用いる参照パターン (reference pattern) である。

原波形解析で分類した Type 1(28個)、Type 2(8個)、Type 3(6個)、Type 4(19個)のフーリエ位相画像と参照パターン (Type 1@ref ~ Type 4@ref) の類似度を求めて分類した結果を Table 6.3に示す。この実験においては、原波形解析用の信号と PRA 用の信号はコンピュータのタイムスタンプによって同期していたので PRA 用の信号は61個しかなかった。原波形解析で Type 1と分類された28個のうち FPC で Type 1と分類されたのは23個で、分類精度は82%であった。Type 1にも関わらず、Type 2~4に分類された AE は5個であった。同じように、Type 2の信号で Type 2に分類されたのが6個、75%の精度であった。Type 3は6個のうち5個で83%、Type 4は19個のうち13個で68%の精度であった。

原波形解析、AR 係数、FPC による分類結果を Table 6.4にまとめた。AR 係数と FPC による分類ではほぼ同じ割合で4タイプの破壊に分類された。原波形解析結果と比較すると Type 1が10%以上多いが、同期された信号の

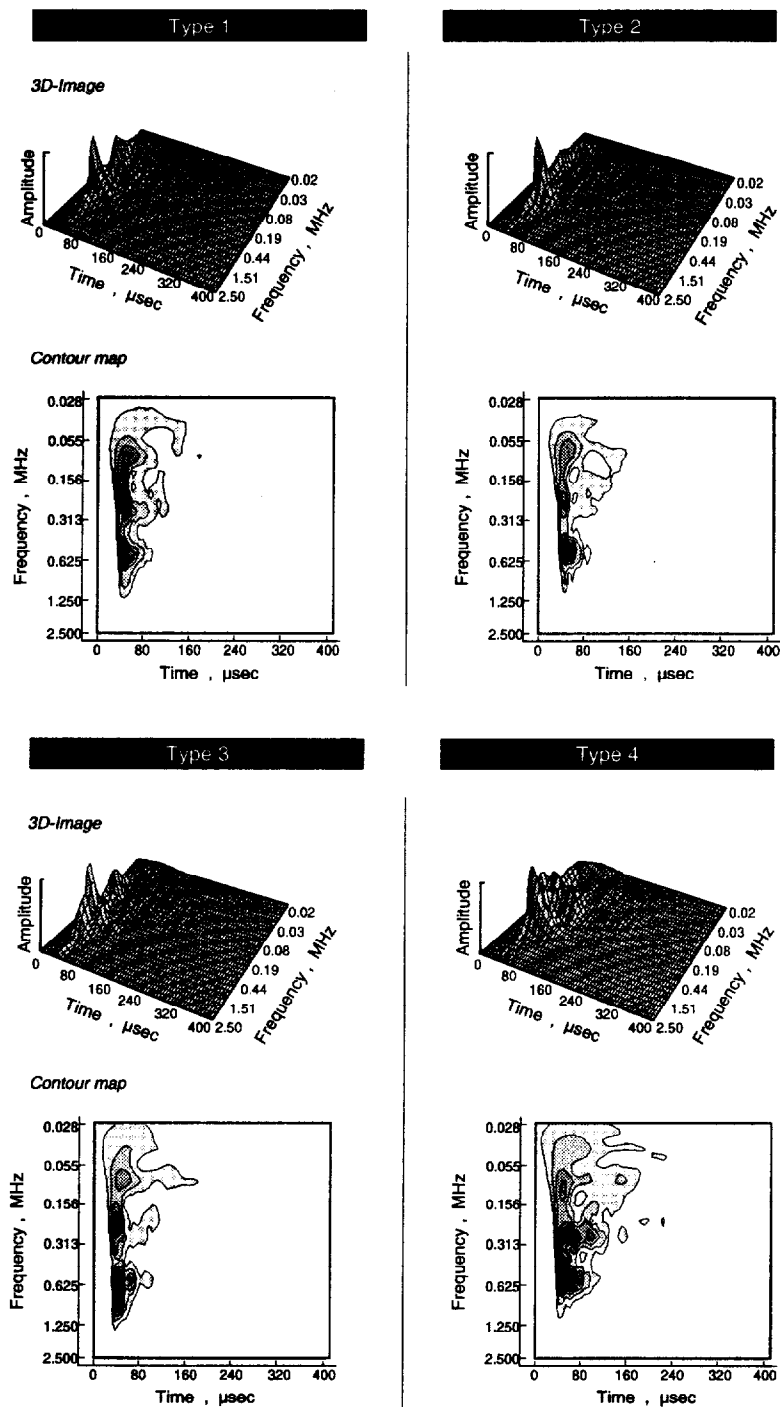


Fig. 6.12 Comparison of wavelet transformed images of 4 fracture types.

Table 6.3 Event counts classified by the source simulation and Fourier phase correlation method.

	Type 1@ref	Type 2@ref	Type 3@ref	Type 4@ref	TOTAL
Type 1	23 (82%)	2 (7%)	2 (7%)	1 (4%)	28 (100%)
Type 2	1 (12.5%)	6 (75%)	1 (12.5%)	0 (0%)	8 (100%)
Type 3	0 (0%)	0 (0%)	5 (83%)	1 (17%)	6 (100%)
Type 4	3 (16%)	2 (11%)	1 (5%)	13 (68%)	19 (100%)

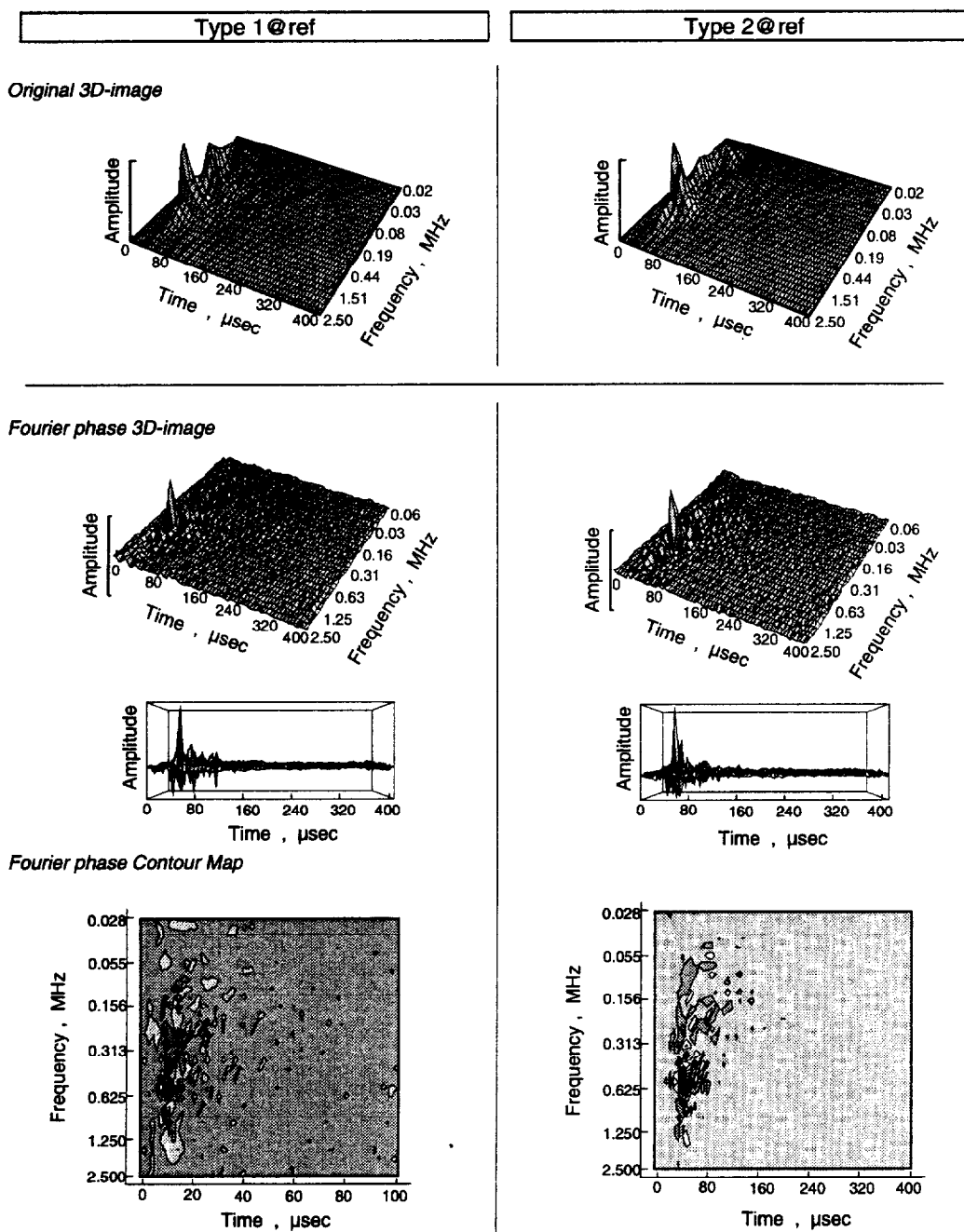


Fig. 6.13 Reference Fourier phase images of Type 1 and 2 fractures.

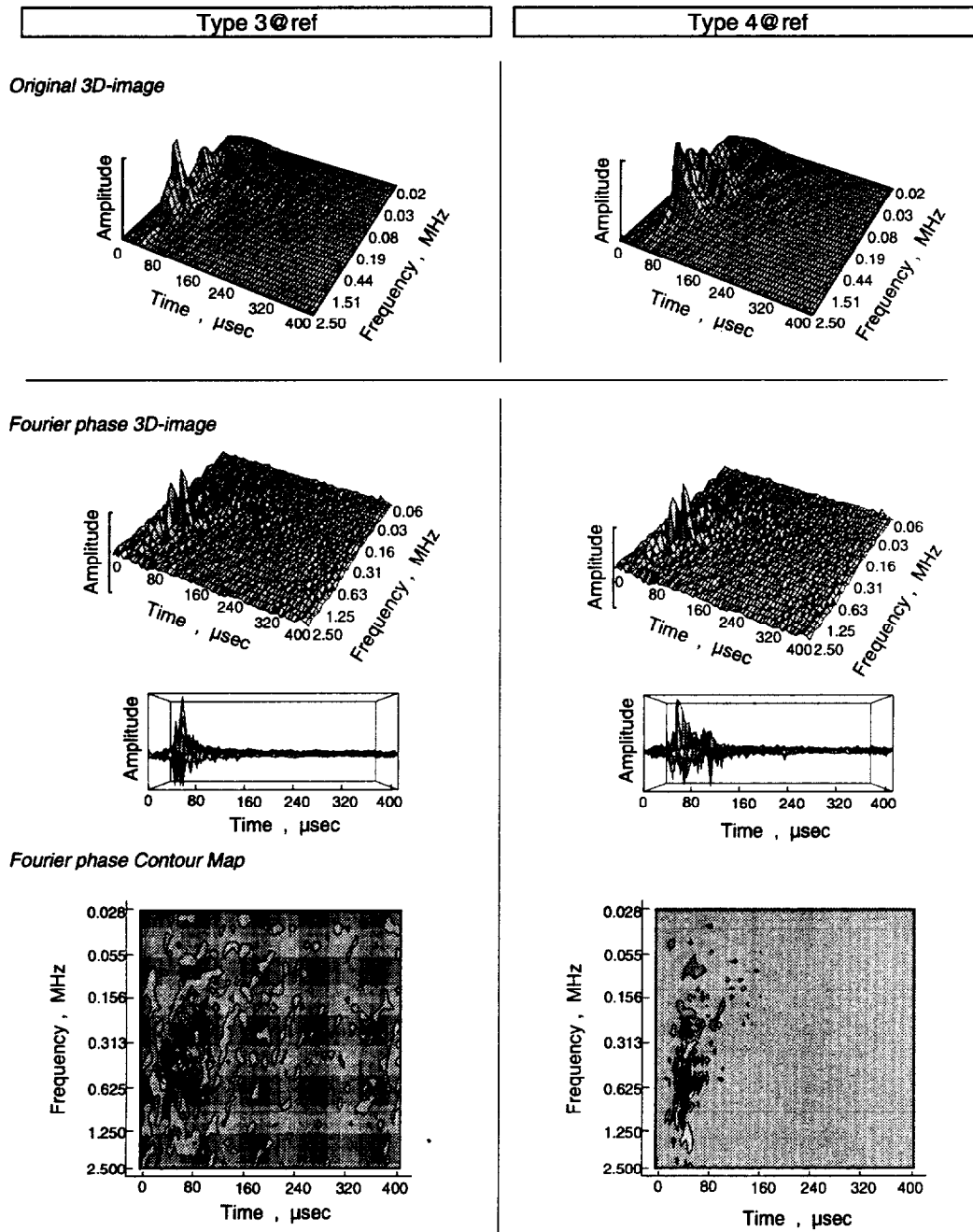


Fig. 6.14 Reference Fourier phase images of Type 3 and 4 fractures.

数を見るとほぼPRAと同じ発生率であったことから、AR係数あるいはFPCによる分類は信頼できる結果であると考えられる。分類できたAE数は、AR係数よりFPCによるものの方が多かった。

Table 6.4 Comparison of event counts classified by the source simulation, AR coefficient and the Fourier phase correlation method (FPC).

	Source simulation	Source simulation (synchronized)	AR coefficient	FPC
Type 1	39 (36 %)	28 (46 %)	20 (47 %)	23 (49 %)
Type 2	18 (16 %)	8 (6 %)	5 (12 %)	6 (13 %)
Type 3	12 (11 %)	6 (10 %)	4 (10 %)	5 (11 %)
Type 4	40 (37 %)	19 (31 %)	13 (31 %)	13 (27 %)
TOTAL	109 (100 %)	61 (100 %)	42 (100 %)	47 (100 %)

この実験においては、原波形解析用の信号とPRA用の信号はコンピュータのタイムスタンプによって同期していたのでPRA用の信号は61個しかなかった。そこで、原波形解析用とPRA用のディジタイザを機械的に同期させることによって原波形解析用の信号とPRA用の信号が同数になるように計測システムを改造した。また、PRA用の#1センサに周波数帯域 $100\text{kHz} \sim 1.5\text{MHz}$ の汎用広帯域センサ(PAC, WD)を用いて高感度化し、ひずみ計測は引張試験機のクロスヘッド移動量から求める方法に変更した。改良したシステムを用いて、全く同じ製法で作成した他のUD-GFRP試験片について定荷重速度速度(4kN/min)の引張試験を行なった

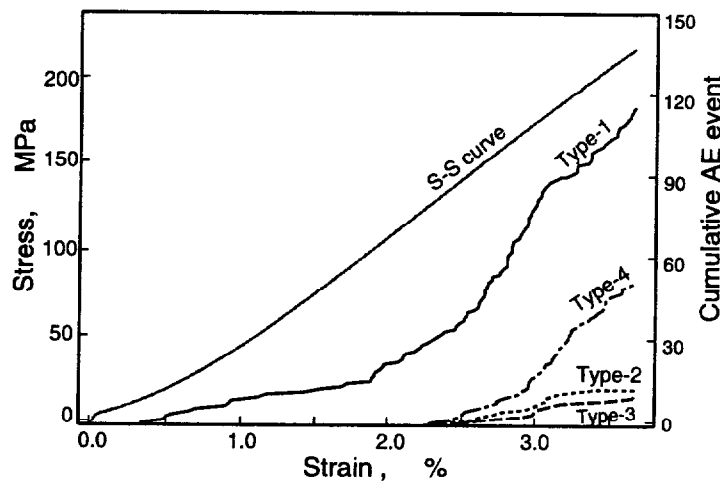


Fig. 6.15 Stress-strain curve and AE cumulative counts of four fracture-types classified by the source simulation.

Fig. 6.15に応力-ひずみ線図および、AE原波形解析によって分類された4種類の破壊タイプの累積発生数を示す。検出された総AE数は1843個、AE原波形解析による破壊モードの同定が可能であったものは186個であった。各タイプの発生傾向は、Type 1は負荷開始直後から発生しはじめ、実験が進むにつれて指数関数的な増加傾向を示し、発生数は116個で最も多かった。Type 2とType 3はひずみが2.3%を越えると発生し始めるが、発生数はType 2が13個、Type 3が11個であった。Type 4はひずみ2.3%で発生し始め、3.0%を越えると急激な増加傾向を示し、発生数は46個であった。引張試験方法とひずみの計測方法が異なるため、各計測値を直接比較することは出来ないが、各破壊タイプの発生傾向はFig. 6.2とほぼ等しかった。

原波形解析できた186個のデータをFPCで分類した結果をTable 6.5に示した。AE原波形解析によってType 1に分類された116個に対して、Type 1と分類されたものは98個で、分類確率は85%であった。Type 1と分類されたにも関わらず、Type 2に分類されたものが7個(6%)、Type 3に分類されたものが6個(5%)、Type 4に分類されたものが5個(4%)であった。同様に、Type 2では13個のうち10個(77%)を正しく分類し、Type 3では11個のうち10個(91%)、Type 4では46個のうち29個(55%)をAE原波形解析と同様な破壊タイプに分類することができた。Table 6.3,6.5を比較すると、解析数を多くしても分類精度は約±10%の違いしかないと判った。

Table 6.5 Event counts classified by the source simulation and Fourier phase correlation method used remodeled experiment setup.

	Type 1@ref	Type 2@ref	Type 3@ref	Type 4@ref	TOTAL
Type 1	98 (85%)	7 (6%)	6 (5%)	5 (4%)	116 (100%)
Type 2	1 (8%)	10 (77%)	2 (15%)	0 (0%)	13 (100%)
Type 3	1 (9%)	0 (0%)	10 (91%)	0 (0%)	11 (100%)
Type 4	18 (35%)	3 (6%)	2 (4%)	29 (55%)	46 (100%)

次に、PRA だけによる破壊タイプの分類について検討した。総AE1843個からS/N比の良いAE 627個を任意に選出し、FPCで分類を行なった。参照パターンには前に分類精度を検証したときと同様のFig. 6.13とFig. 6.14を用いた。Fig. 6.16に応力-歪線図および各破壊タイプの累積発生数を示す。

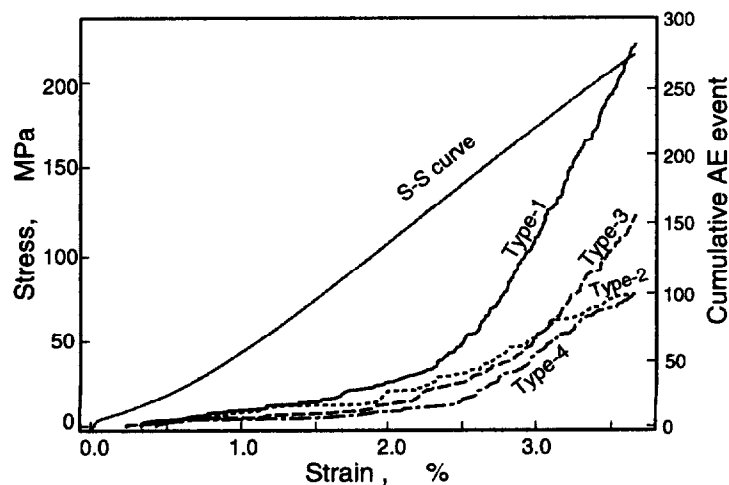


Fig. 6.16 Stress-strain curve and AE cumulative counts of four fracture-types classified by FPC method.

Type 1の発生頻度はAE原波形解析の結果(Fig. 6.15)と同様の傾向を示し、負荷直後から発生し、荷重と共に指数関数的に増加し、発生数は281個であった。Type 2,3は原波形解析とは異なり、負荷直後から発生しはじめ、発生数は各々96個、154個であった。また、Type 2に比べType 3の発生頻度が高く、最終的にType 4よりも多く発生した。Type 2,3の発生傾向が原波形解析による結果(Fig. 6.15)と異なった原因としては、汎用広帯域センサが変位センサよりも高感度であり、初動P波の振幅が小さく原波形解析ができないようなAEも分類できたためと考えられる。一方、Type 4は96個発生し、高感度な汎用広帯域センサを使用したため、負荷直後から発生し始めたが、実験中断時におけるType 1に対する発生割合は原波形解析とほぼ等しかった。

6.3 UD-GFRP の破壊に及ぼす繊維 / 母材界面性状の影響

GFRP の強度は繊維 / 母材界面の界面性状に大きく依存し、最終破壊に至る前駆段階として発生する色々な微小破壊が発生する。界面性状は、ガラス繊維のシランカップリング処理などによって改善されるが、樹脂の性状が微小破壊のダイナミクスに及ぼす影響についての研究は少ない [127][159]。

本節では、マトリックスにパラフィンワックスを混入して作成した界面性状の異なる UD-GFRP の引張試験中における破壊のダイナミクスに及ぼす界面性状の影響について原波形解析法を用いて検討した。

6.3.1 試験片

試験片は、マトリックスにビニルエステル樹脂 (昭和高分子, リポキシ R-802)、強化材にガラス繊維ロービング (日東紡, RS220PE-535 FS, 単繊維直径: $13\mu\text{m}$, シランカップリング処理 E ガラス) を用いてフィラメントワインディング (FW) 法で製作した繊維含有率 $60_{\text{mass}}\%$ の UD-GFRP である。マトリックス樹脂にパラフィンワックス (日本精蠟 (株)) を加えることによって繊維界面性状の異なる試験片を製作した。パラフィンワックスを加えない試験片を Model A、 $4_{\text{mass}}\%$ 混入したものを Model B、 $8_{\text{mass}}\%$ 混入したものを Model C とした。

界面性状はパラフィンワックスを添加することによって変えたが、樹脂の強度が低下したのでは研究目的にそぐわない。そこで、ワックスの有無によるマトリックスの引張り強さを実測するとともに、Model A, B, C の巨視的弾性特性とせん断強さを求めた。

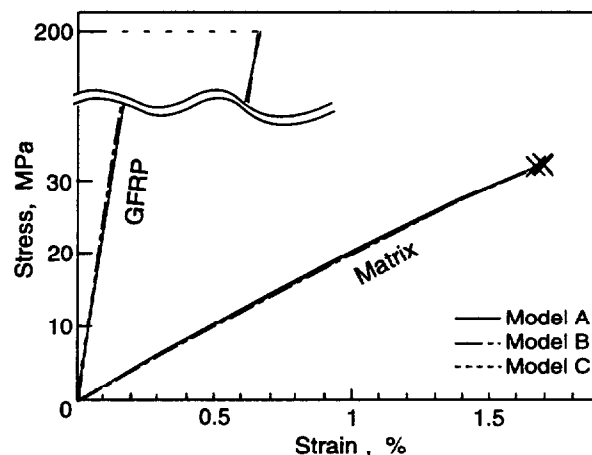


Fig. 6.17 Effect of wax content on the tensile stress-strain curve.

板状試験片 (幅 26mm , 厚さ 9.3mm , 長さ 200mm) の引張試験で求めた応力 - ひずみ線図を Fig. 6.17 に示した。Model A, B, C マトリックスの応力 - ひずみ線図はほぼ一致した。Table 6.6 にマトリックス樹脂の破壊応力と破断ひずみを示した。 $8_{\text{mass}}\%$ のワックス添加による破断ひずみの低下率は 2.9% 、破壊強さの低下率は 2% 程度であった。すなわち、本実験で添加したワックスの量ではマトリックスの強度は変化しないことがわかった。

次に、ANSI/ASTM D 2733-70 に基づいて GFRP の巨視的な引張せん断強さを求めた。なお、3 本の GFRP 試験片のヤング率は Model A は 28.0GPa 、Model B は 27.2GPa 、Model C は 27.8GPa であった。Fig. 6.18 に示すように、 16mm 離れた対向スリットを試験片厚さの中央 (5mm) までダイヤモンドカッターで導入し引張破壊させた。せん断強さ $\tau(\text{Pa})$ は、破断荷重 $W(\text{N})$ とせん断面積 $A = 0.016 \times 0.026 = 4.16 \times 10^{-3}\text{m}^2$ から $\tau = W/A$ として求めた。Model A の τ は 16.7MPa 、Model B は 16.4MPa 、Model C は 14.3MPa で、 8% ワックスを添加することによってせん断強さは Model A の 85% に低下した。これらのことから、ワックス添加による GFRP 試験片の

Table 6.6 Fracture stress and strain of the matrix with paraffin wax.

	Fracture stress(MPa)	Fracture strain(%)
Matrix A (non-wax)	32.98	1.70
Matrix B (wax 4%)	32.38	1.69
Matrix C (wax 8%)	32.25	1.65

引張りせん断強さの低下は、マトリックス樹脂の破壊強度の変化によるものではなく、ガラス繊維 / マトリックス界面強度の低下に原因しているものと考えられる。界面強度低下のメカニズムは必ずしも明らかではないが、マトリックスがゲル化する時、ガラス繊維表面にパラフィンワックス薄膜を形成したものと考えられる。

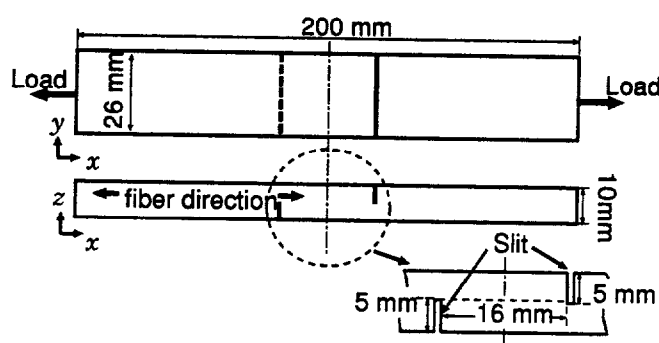
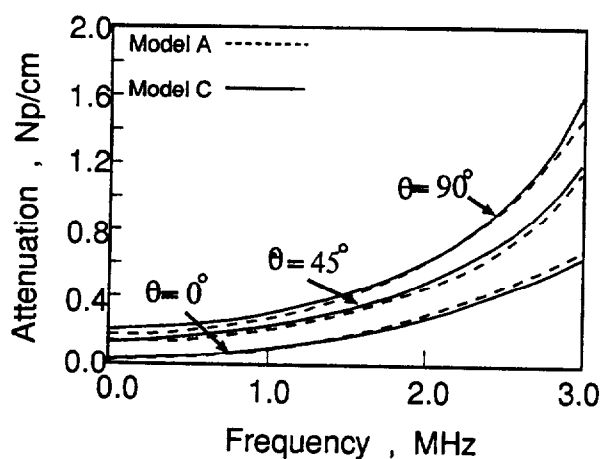


Fig. 6.18 Specimen geometry for measuring the shear strength of UD-GFRP by ANSI/ASTM D2733 method.

原波形解析に必要な音響物性を IAS 法と TT 法によって計測した。Fig. 6.19 に Model A と C の減衰率を比較して示す。なお、図を見やすくするために Model B のデータは割愛したが Model A と C の中間になった。減衰率は、 θ が大きいほど、また高周波になるほど大きくなっているが、界面性状による大きな違いは見られない。

Fig. 6.19 Frequency dependence of the P-wave attenuation as a function of fiber orientation angle θ for Model A and C specimens.

AE 中心周波数帯域 1.5MHz の群速度の異方性を Fig. 6.20 に示す。図中、●が Model A、○が Model B、▲が Model C の測定値を、実線は (4.9) 式によって近似したの分布曲線である。試験片による音速の違いは少なく、群速度異方性は楕円を用いる推定値と良く一致している。

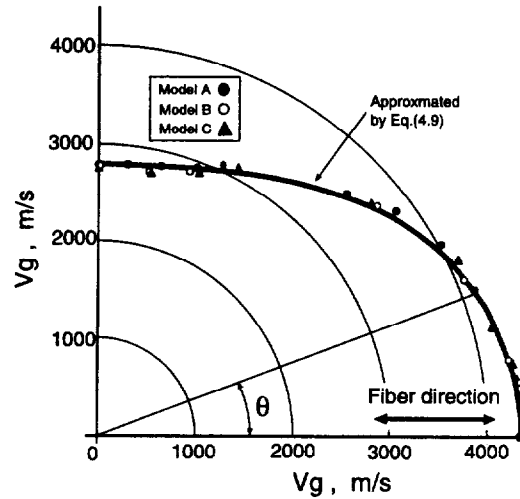


Fig. 6.20 Orientation dependence of the P-wave velocity at 1.5MHz.

Model A, B, C の時間緩和関数のパラメータ ε と τ を Table 6.7 に示す。 θ が大きくなると τ, ε とも大きくなるが、界面性状による大きな違いはみられなかった。

Table 6.7 Relaxation time τ and strength ε for Model A, B, C specimen.

θ	A		B		C	
	τ	ε	τ	ε	τ	ε
0°	0.02	0.18	0.02	0.18	0.02	0.17
45°	0.03	0.25	0.03	0.25	0.04	0.25
90°	0.05	0.29	0.05	0.29	0.06	0.30

6.3.2 実験装置

Fig. 6.21 に示す装置を用いて、Model A, B, C の GFRP 試験片 (幅 = 26.1mm , 厚さ = 9.3mm , 長さ = 200mm) の引張試験時の AE モニタリングを行った。座標原点は試験片中央かつ板厚中心で、繊維方向を x 、板幅方向を y 、厚さ方向を z とし、 $x = +10\text{mm}$ にスリットを導入した。破壊源位置標定には小型センサ (Dunegan, Pico) 7 個 (#1 ~ #7) を取り付けた。取付座標を Table 6.8 に示す。位置標定は変位計測用の # 8 センサを含む 8 チャンネルで行った。センサ出力は広帯域プリアンプを用いて 40dB 増幅したのち、8 チャンネル・マルチディジタル (Autonics, APC810) を介して、EWS(SUN, SS5) で解析した。引張試験は 0.5N/min の定負荷速度で、応力 200MPa (ひずみ 0.70%) まで繊維方向に負荷した。

Table 6.8 Coordinate of seven small sensors (#1~#7) and a displacement sensor (#8).

Sensor number	# 1	# 2	# 3	# 4	# 5	# 6	# 7	# 8
X(mm)	0	35	35	20	-20	-35	-35	0
Y(mm)	0	-10	10	13	-13	-10	10	0
Z(mm)	5	-5	5	0	0	5	5	-5

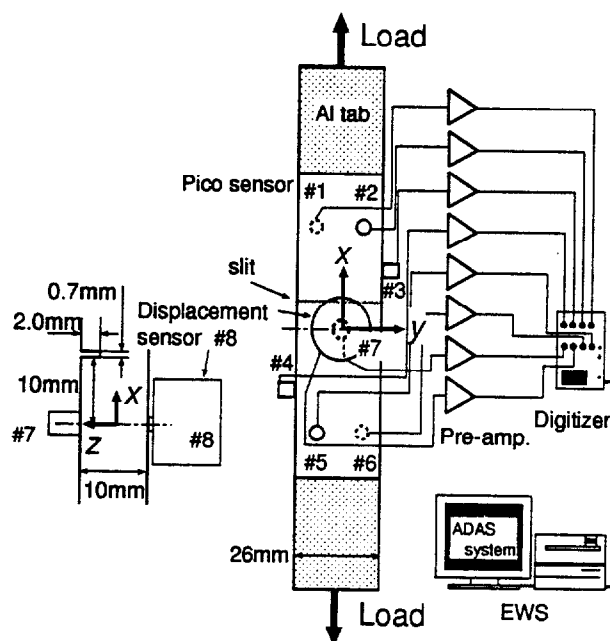


Fig. 6.21 Experimental setup for AE monitoring of UD-GFRP with different fiber/matrix interface qualities.

6.3.3 実験結果および考察

Fig. 6.23には Model A, B, C 試験片の応力 - ひずみ線図と、3 種類 (Type 1,2,3) の破壊モード (Fig. 6.22) の AE 累積数を示した。破壊モードの同定には、原波形解析と放射パターン解析 [160] を併用した。

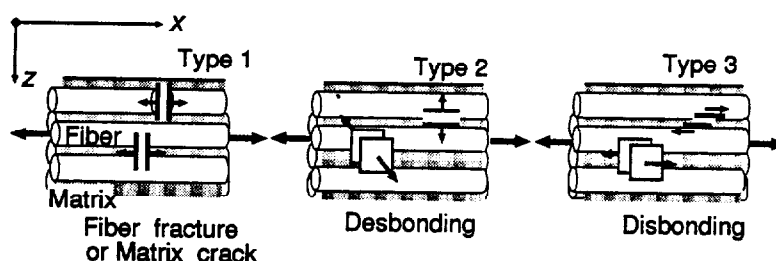


Fig. 6.22 Schematic illustration of the fracture modes.

AE 個数とひずみの関係は界面性状によって異なり、Model A では比較的小さなひずみ ($< 0.05\%$) から発生するが、界面密着力が弱い Model B や C では大きなひずみから発生し始める。一方、Fig. 6.24には破壊源位置標定結

果をひずみの関数として3段階に示した。微小破壊はスリット底部で発生した後繊維方向に進展したが、Model Aでは小さな負荷でのスリット底部破壊が多い。繊維に沿うき裂進展範囲($+4 < x < +19$)は目視観察と良く一致していた。ひずみ0.7%における繊維方向へのき裂進展距離は、各試験片ともほぼ同程度であった。破壊源は $z = 0.0 \sim +5.0$ の範囲にあり、正しく求められたと考えられる。

本実験では、Fig. 6.22に示す3つの破壊モードに対するシミュレーションを行った。Type 1は引張方向に開口するMode I ($n_x=1, n_y=n_z=0, b_x=b, b_y=b_z=0$) 繊維またはマトリックス破壊、Type 2はMode I 繊維界面破壊 (n_x または $n_z=1, b_x$ または $b_z=b$)、Type 3は繊維 / マトリックス界面に沿うMode II 破壊 ($n_y=1, b_x=b$ または $n_z=1, b_x=b$) である。

Model Aに対する原波形解析例をFig. 6.25に示す。左側に示した(a),(b),(c)はチャンネル#8で検出した面外変位で、それぞれFig. 6.22のType 1,2,3破壊に相当する。(a)はひずみ0.3%で発生したType 1破壊に対応する波で、生成時間(ΔTr)は $0.68\mu s$ 、生成体積(Ab_j)は $5.2 \times 10^{-16} m^3$ であり高速微小破壊であると推定される。一本のガラス繊維の破壊を仮定すると、開口変位量(b_j)は $3.9\mu m$ となる。一方、(b)はひずみ0.6%で発生し、Type 2破壊と同定した。繊維表面に垂直なMode I型破壊(fiber debonding)に対応し、生成時間は $1\mu s$ 程度であるが、生成体積が小さいことから微小規模の繊維面での破壊と考えられる。(c)はType 3破壊と同定したAEで、繊維側面に沿うせん断型剥離(fiber disbonding)と推定される。

Model Bに対する原波形解析例をFig. 6.26に示す。(a)はType 1破壊に対応する波で、生成時間 $1.26\mu s$ 、生成体積 $3.0 \times 10^{-15} m^3$ であり、Model AのType 1破壊と比較すると生成時間が遅く、破壊規模は大きかった。一方、(b)はType 2破壊と同定され、生成時間、生成体積ともにModel AのType 2破壊とはほぼ同程度の破壊であった。(c)はType 3破壊と同定したAEである。Model Cに対する原波形解析例をFig. 6.27に示す。

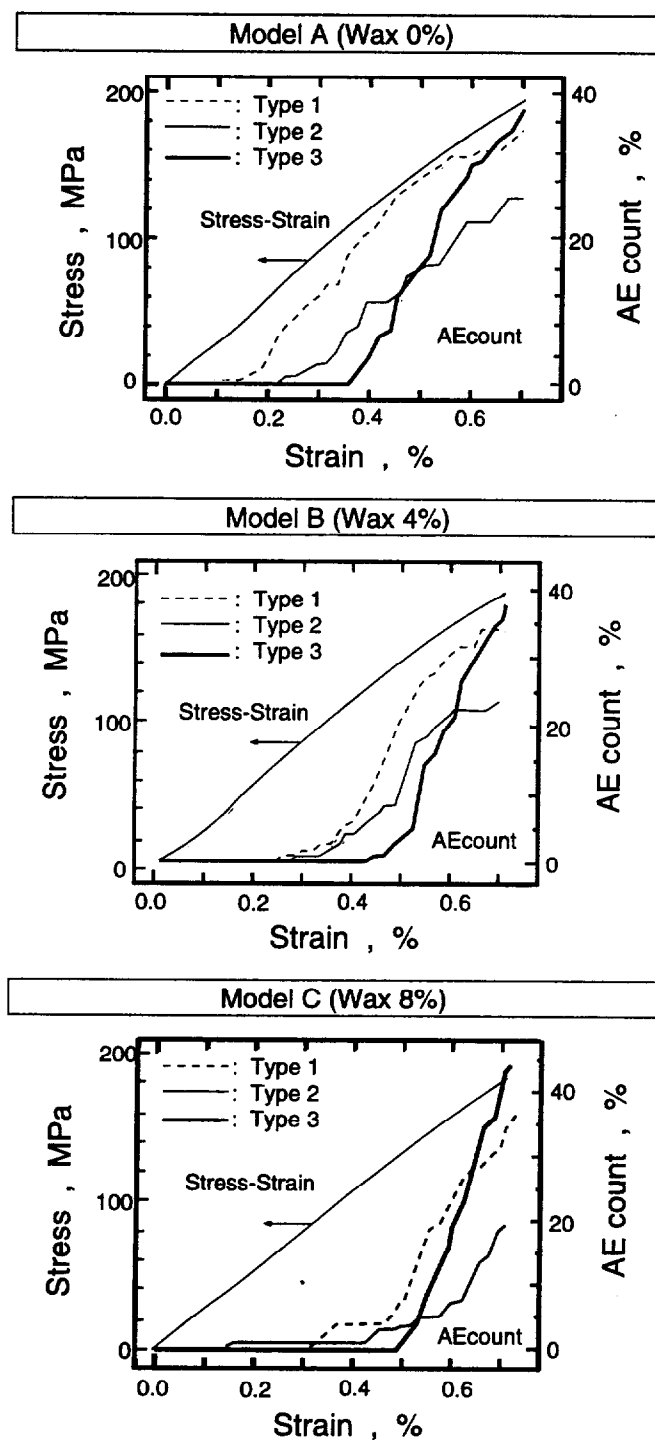


Fig. 6.23 Stress-Strain curve and AE cumulative count due to three fracture types (Type 1,2 and 3).

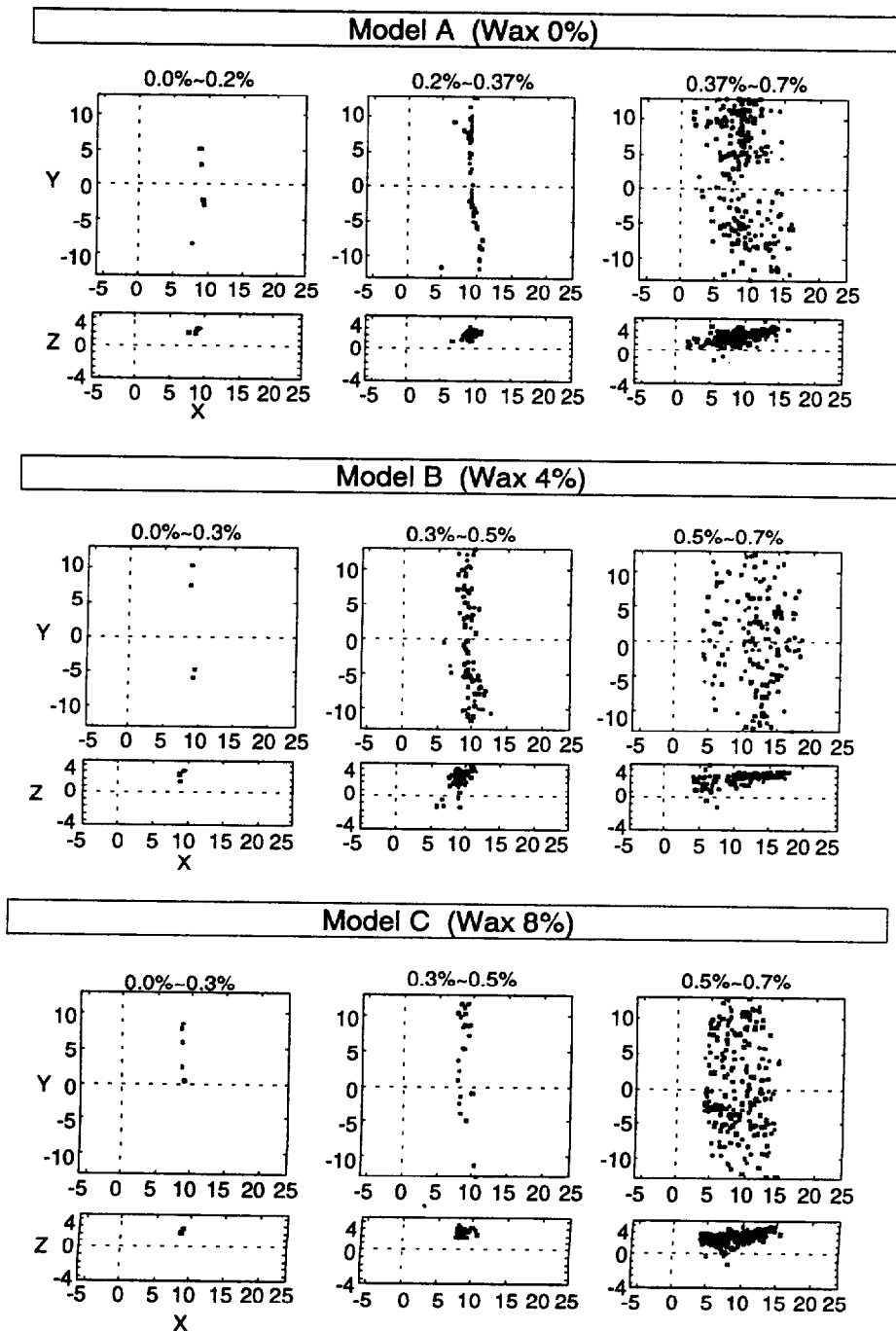


Fig. 6.24 Change of AE Source location with strain.

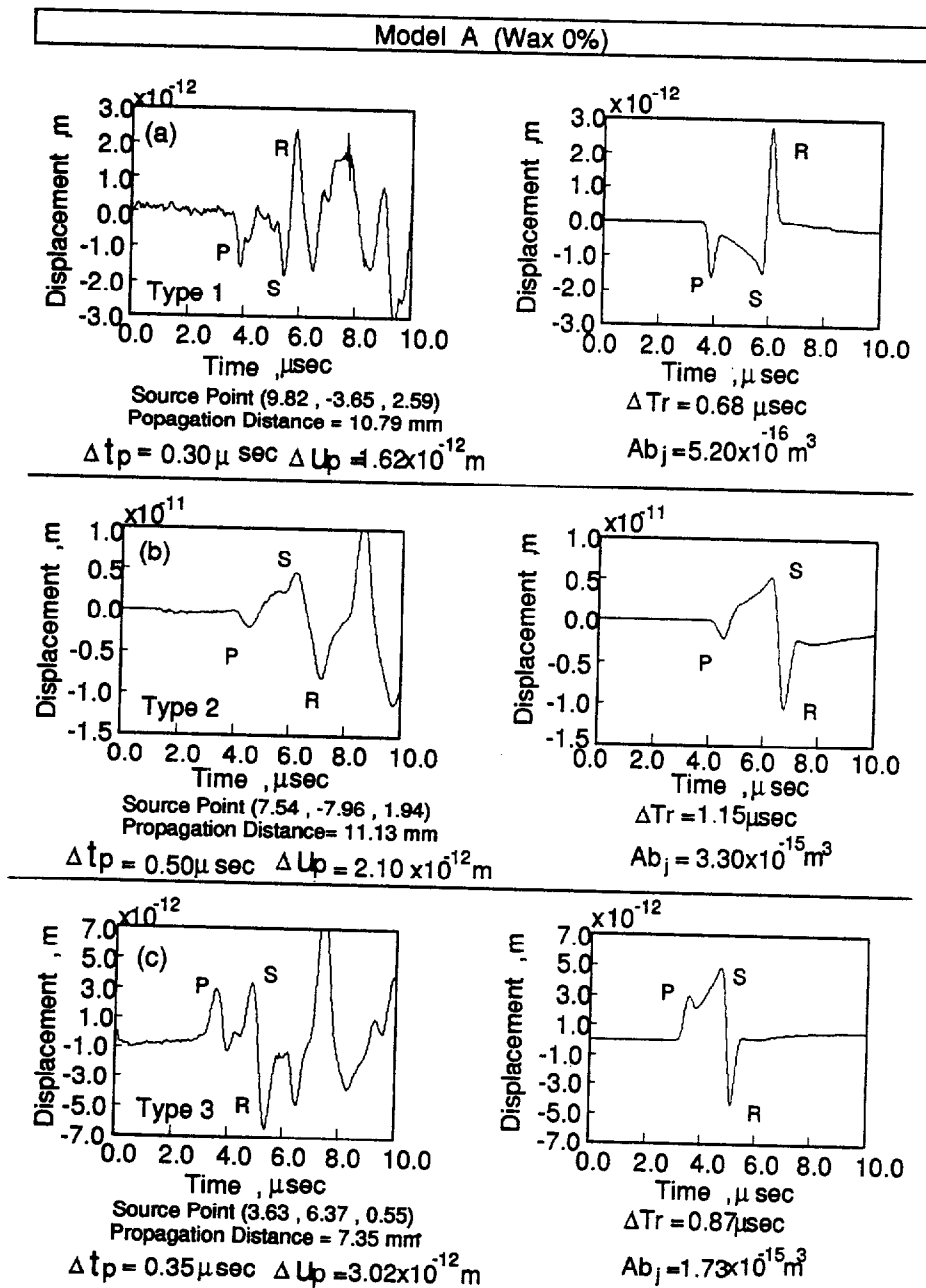


Fig. 6.25 Comparison of detected wave and the out-of-plane displacement simulated to three fracture modes in Model A specimen.

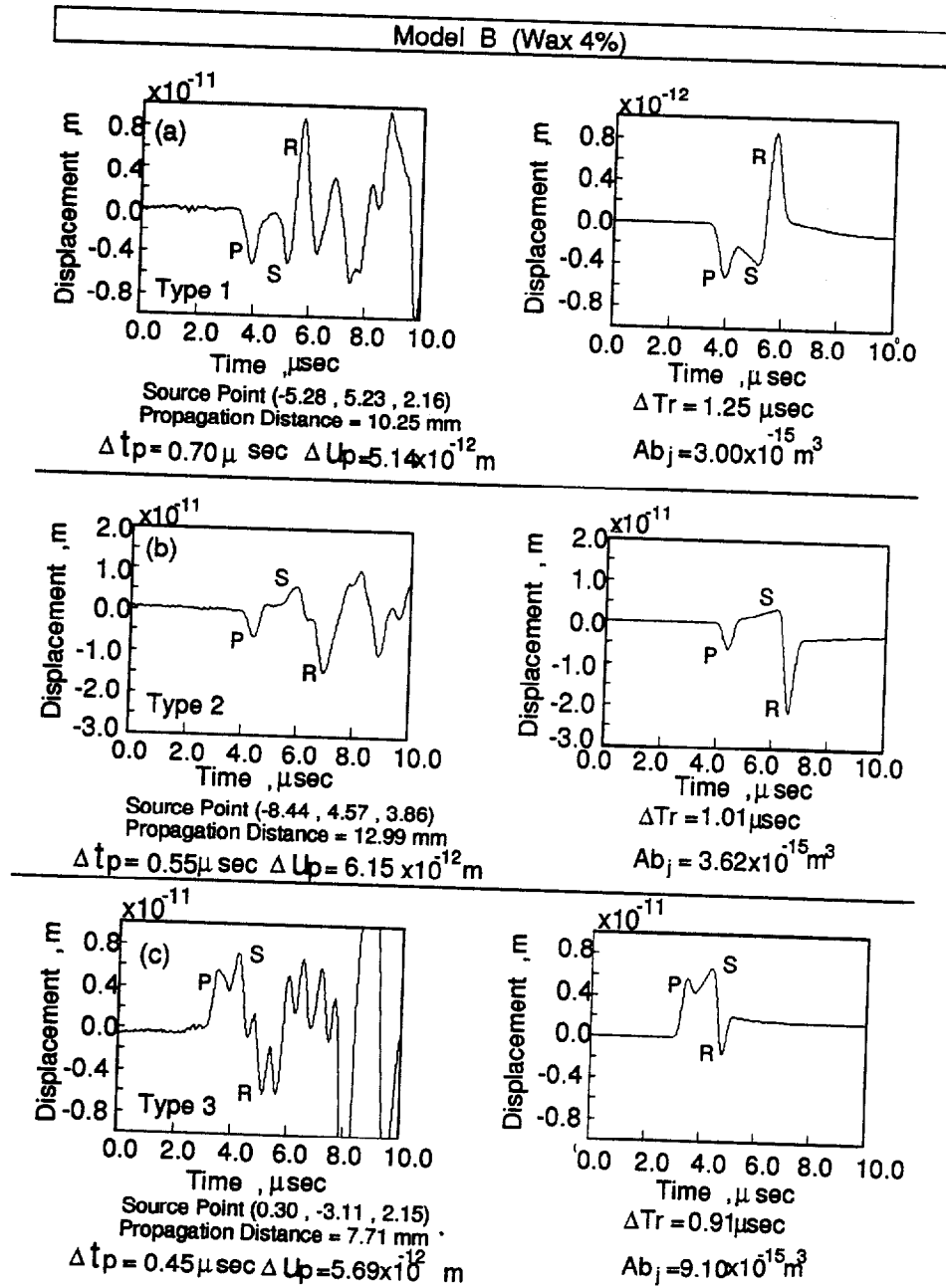


Fig. 6.26 Comparison of detected wave and the out-of-plane displacement simulated to three fracture mode in Model B specimen.

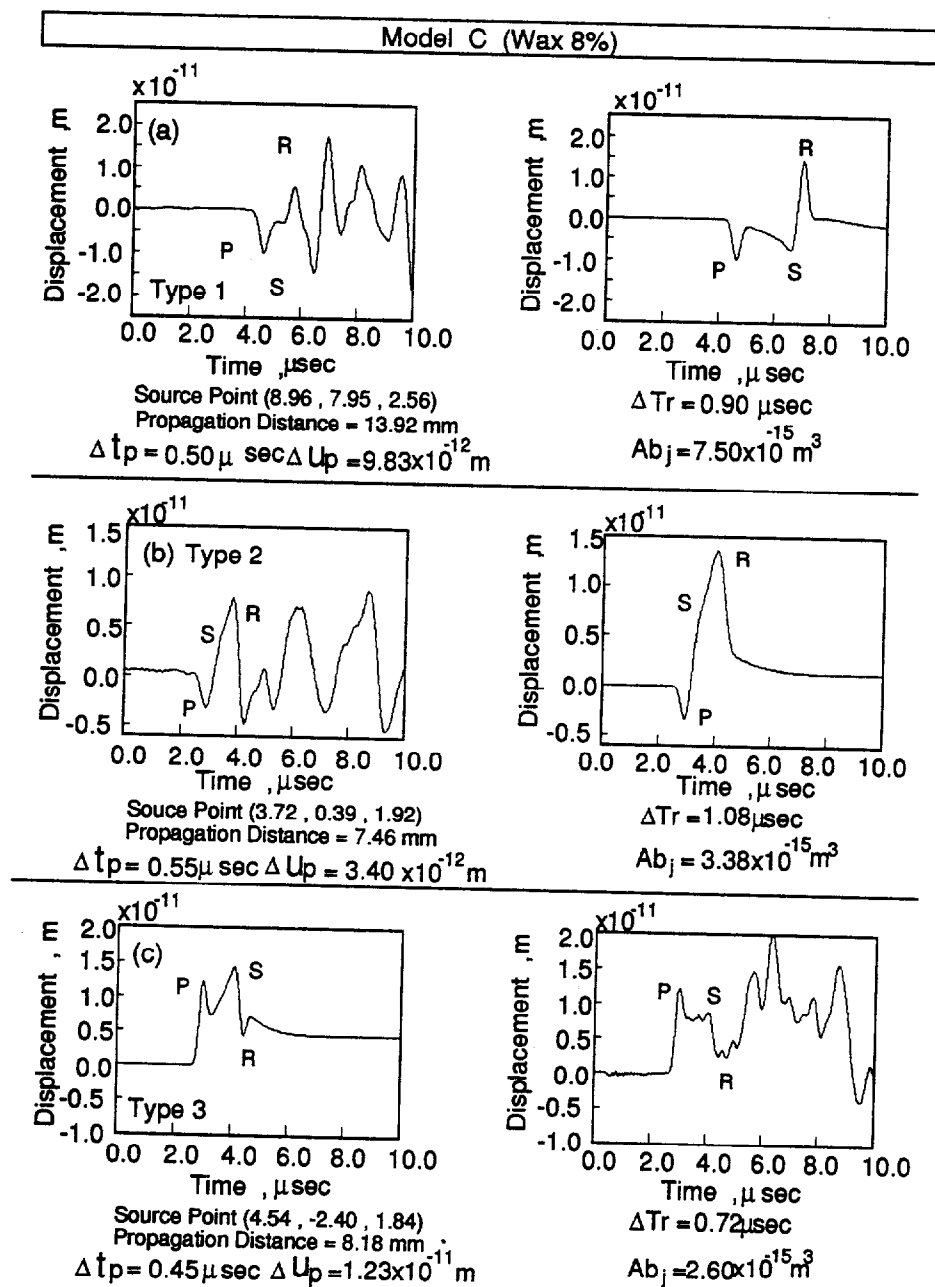


Fig. 6.27 Comparison of detected wave and the out-of-plane displacement simulated to three fracture mode in Model C specimen.

推定した破壊モードは小型センサによって検出された P 波の放射パターン解析 [57][160] によっても検証した。

Fig. 6.28に示すように、破壊源から等距離の点で検出される P 波の位相と振幅の空間分布は破壊モードによって異なるため、これを用いて破壊モードを推定する。すなわち、 P 波の位相が全て同位相 (図では+) ならば Mode I 破壊であり、正負交互 (4 象限分布) になれば Mode II 破壊である。

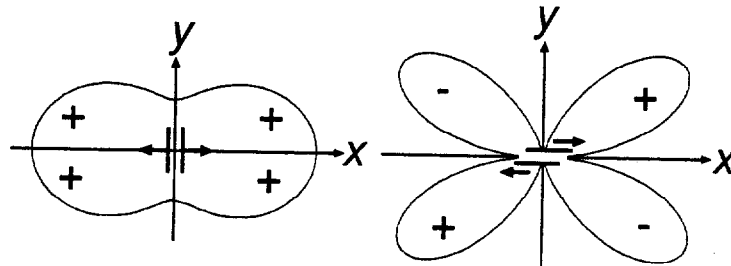


Fig. 6.28 Radiation pattern of P-wave amplitude due to Mode I and II fracture.

Model A の (a),(b),(c) と同時に検出された小型センサの検出波 (1ch ~ 7) を Fig. 6.29に示す。Type 1,2 破壊では P 波位相はすべての方向で同じになり、理論的な放射パターンと一致する。一方、Type 3 では #1, #4, #5, #8 のポラリティは正、その他の波のポラリティは負で、せん断破壊に固有の 4 象限分布と一致している。

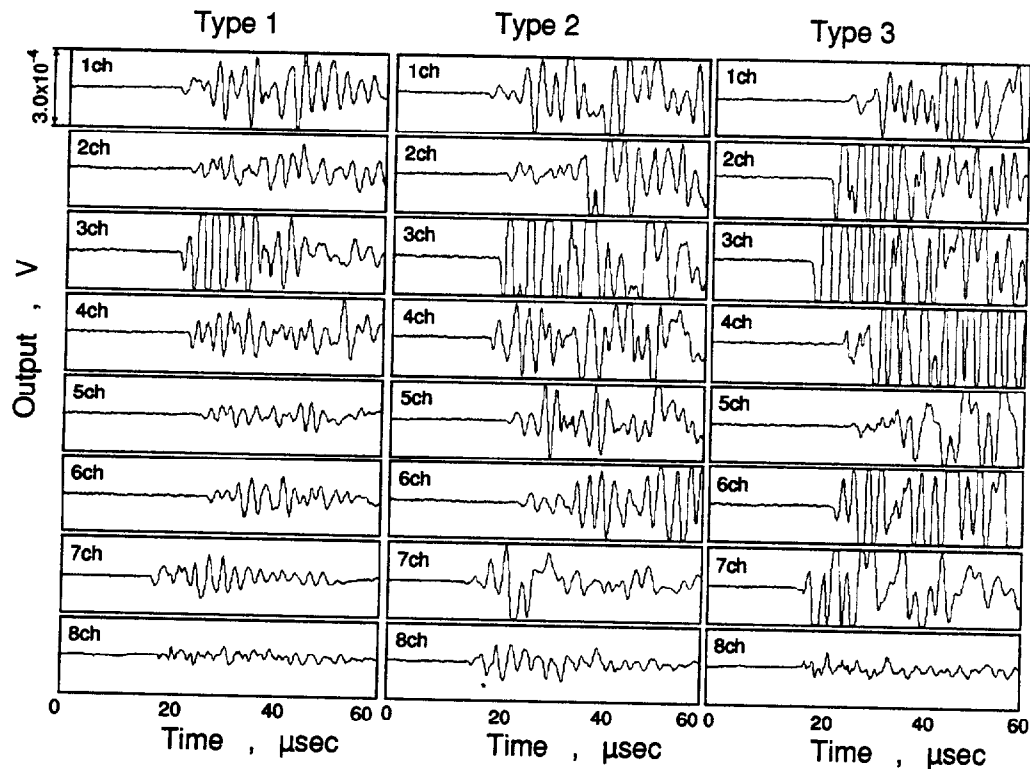


Fig. 6.29 Detected waves for Type 1,2 and 3 fracture types.

界面結合力の良い Model A 試験片の微小破壊は Fig. 6.23に示すように、ワックスを加えた試験片よりも小さな負荷から発生した。密着力が低下するにつれて (Model A $\rightarrow$ B $\rightarrow$ C)、微小破壊の発生し始める負荷は大きくなるが、一旦発生し始めるとその数は急激に増加する。また、密着力の悪い場合 (Model C) には、Type 2 破壊が先行し、続いて Type 1 が発生し、遅れて発生する Type 3 による AE が最終的には最も多くなる。原波形解析結果から推定さ

れるこのような破壊モードの変化(進展挙動)は、界面密着性状を反映しているものと考えられる。すなわち、密着力(界面性状)が悪い試験片では、繊維界面での変位のくい違い(面内変位の不連続)が許容され、繊維応力は小さく、繊維破壊が遅れる。引張変形によってマトリックスの横方向収縮が起ると、繊維表面に垂直方向の変位の不連続(面外変位)が限界に達し、数は少ないものの Type 2 破壊が発生するようになる。ガラス繊維界面に沿った破壊を生じる臨界面内くい違い変位は面外不連続変位より大きいであろうから、Type 3 は負荷が大きくなって発生し始め、その数は指数関数的に増大する。一方、密着力が良い場合には、繊維応力が大きくなるため、繊維破壊が先行し、やがて破断した繊維に沿った Type 2 や 3 破壊が続くものと考えられる。

破壊タイプ別の原波形パラメータを Fig. 6.30 に示す。Type 1 の繊維またはマトリックス破壊では、Model A (●) の生成体積は $1.0 \times 10^{-14} m^3$ 以下、生成時間は $1.5 \mu s$ 以下であるが、Type 2 (○) の破壊体積と生成時間が他の試験片よりも大きい傾向がある。そのメカニズムは良く判らないが、蓄積されたひずみエネルギーが大規模(マトリックスを含む複数繊維)破壊を誘起したものと考えられる。Type 2 破壊の界面剥離の生成時間は $1 \mu s$ 近傍に集中しているが、密着力が悪い Model B や C のき裂体積は、Model A のそれよりも大きくなる傾向がある。せん断型破壊 (Type 3) の生成体積は $1.0 \times 10^{-13} m^3$ 程度で、Type 1 や 2 のそれに比べて約 10 倍も大きい。また、この破壊においてもワックス添加の影響がみられ、Model B や C のせん断剥離の生成体積がかなり大きい。これらの結果から、ワックスを含む試験片では低い応力での繊維破壊は抑えられる反面、蓄積されたエネルギーが大きな規模の界面剥離や繊維破壊を誘発するものと考えられる。

本実験で使用した E ガラス繊維 / マトリックスの組合せでは、マトリックスの破壊ひずみ (1.6%) はガラス繊維の破壊ひずみ (約 4%) より小さい。このような GFRP で繊維破壊が発生するのか、あるいは繊維破壊といっている AE がマトリックス破壊によるものではないかという疑問がある。そこで、Model A 試験片について、実験終了後スリット部分を切り出し、 $700^\circ C$ でマトリックス樹脂を焼失させた後、SEM 観察を行った。Fig. 6.31 にスリット先端から約 $1 mm$ 離れた部分の写真を示す。多くの破壊したガラス繊維が観察されており、Type 1 破壊はガラス繊維の破壊、および繊維破壊に誘発された繊維 / マトリックスの破壊を意味しているものと推定される。

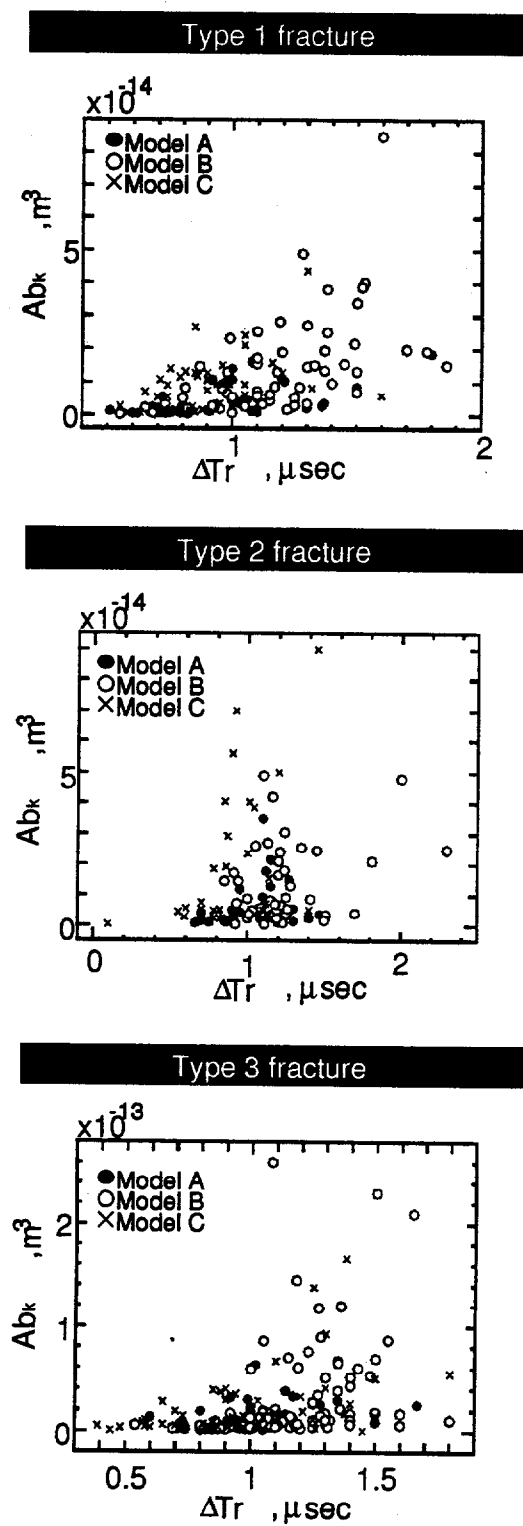


Fig. 6.30 Source parameters of three fracture types in Model A, B and C specimen.

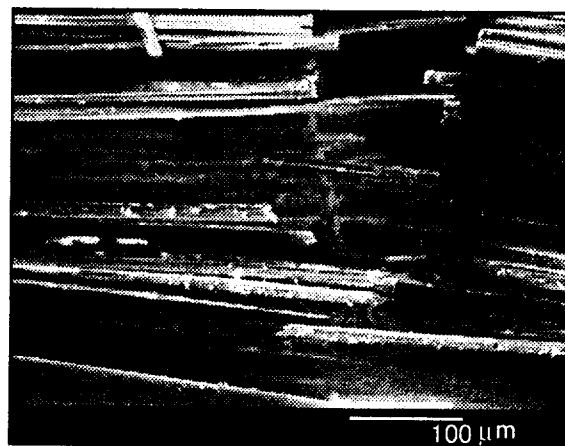


Fig. 6.31 Postmortem SEM at 1mm from the slit bottom.

6.4 ガラスクロスローピングマット積層 GFRP の破壊評価

6.4.1 試験片および実験装置

試験片を Fig. 6.32 に、センサ座標を Table 6.9 に示す。マトリックスには、ビニルエステル樹脂 (昭和高分子 (株), リポキシ R-802) と硬化剤 (日本樹脂 (株), パークミル H-80)、促進剤 (ナフテン酸マンガ) をそれぞれ重量比 100 : 1 : 0.1 の割合で常温で混合・攪拌して使用し、平織ガラスクロスローピング (日東紡 (株), ECR-800) をハンドレイアップ法で 15 層積層した。常温硬化で厚さ 10mm に形成した後、100°C で 2 時間のアフターキュア処理を行った。繊維含有率は 66.2_{mass}% であった。

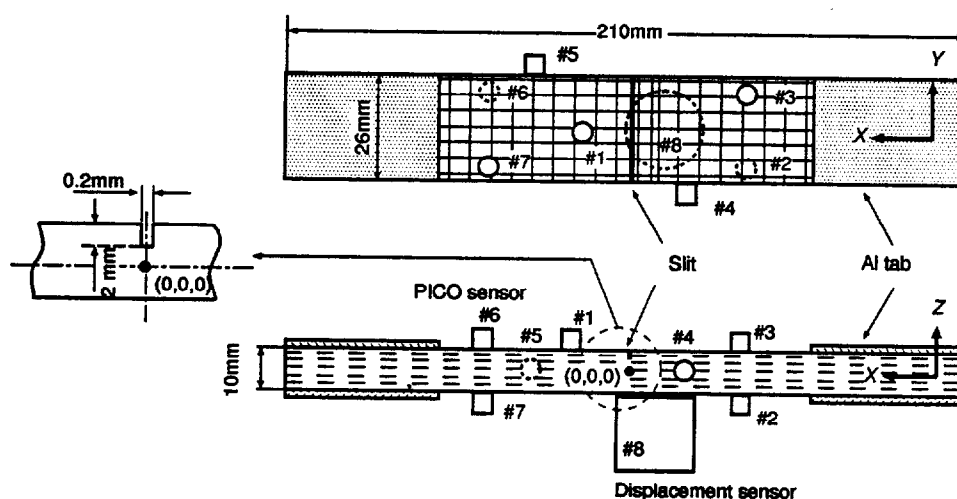


Fig. 6.32 Laminated GFRP specimen and sensor layout.

試験片の片側に幅 0.2mm、深さ 2mm のスリットを $x = 0\text{mm}$ の位置に導入した。圧電型変位センサ (#8) で面外変位を検出し、7 個の共振型小型センサ (#1~#7) で三次元破壊源位置標定を行った。また、#1 センサの検出波を用いて PRA を行うとともに、全てのセンサからの検出波の放射パターンから破壊モードの同定を行った。

UD-GFRP に使用したものと同一装置 (Fig. 6.1) を用い、速度 $0.8kN/min$ の引張試験を行い、応力 $290MPa$ (ひずみ 6.2%) まで負荷した。 $290MPa$ で中断したのは、スリット底部から繊維方向に進展した巨視的き裂がセンサ位置にまで達したためである。

Table 6.9 Coordinate of seven small sensors (#1~#7) and a displacement sensor (#8).

Sensor number	# 1	# 2	# 3	# 4	# 5	# 6	# 7	# 8
X (mm)	5	-25	-25	-15	15	25	25	-5
Y (mm)	0	-10	10	-13.1	13.1	10	-10	0
Z (mm)	4.9	-4.9	4.9	0	0	-4.9	4.9	-4.9

6.4.2 実験結果および考察

Laminated-GFRP では、2 方向に強化された繊維織物を用いているため、極めて複雑な破壊が発生し、破壊モードの分類は難しくなる。Fig. 6.33 に応力 - ひずみ線図と、原波形解析によって同定された 5 種類 (後述する Fig. 6.36 の Type 1~5) 破壊の累積 AE 数を示す。モデル複合材料と UD-GFRP の応力 - ひずみ線図も重ねて示した。ひずみはマトリックス特性の顕著に現れるモデル複合材料の破断ひずみより大きい、ヤング率はガラス繊維の特性が強く現れる UD-GFRP に比べると小さい。

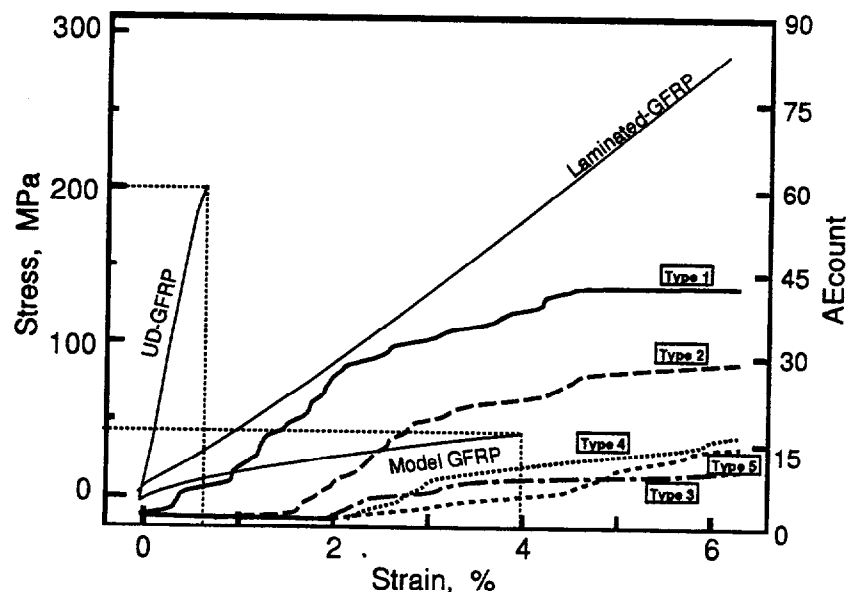


Fig. 6.33 Stress-strain curve of laminated GFRP with AE event counts.

1497 個の AE が検出されたが、破壊源位置標定ができたのは 939 個、原波形解析ができたのは 79 個であった。AE カウントの最も多かった Type 1 (繊維あるいはマトリックス破壊) は負荷開始直後から発生し始めたが、負荷が $130MPa$ になると発生率は低下した。Type 2 はひずみ 1.7% で発生し、発生傾向は Type 1 と同じであり、個数は 29 であった。Type 3~5 は、 2% で発生し始め発生数は少なかった。

破壊源位置標定結果を Fig. 6.34 に示す。破壊源は $-10 < x < +20\text{mm}$ 、 $-1 < z < 4\text{mm}$ の範囲に分布し、目視観察による進展範囲とほぼ一致していた。しかし、原波形解析できた AE は位置標定ができた AE 個数の 8% にすぎず、UD-GFRP の 34% と比較して少ない。すなわち、Laminated-GFRP は構造が複雑でかつ損傷が広範囲に広がるため、原波形解析が難しいことを示唆する。

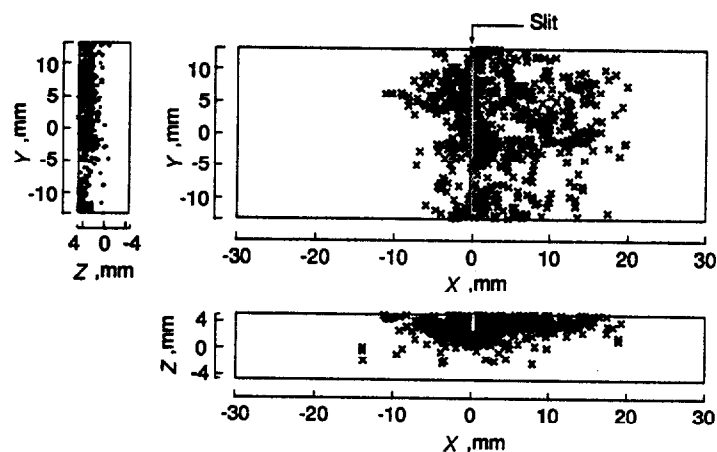


Fig. 6.34 AE source location in laminated GFRP.

Fig. 6.35 に破壊タイプ別の音源位置変化を示す。Type 1 の発生源はスリット近傍に集中しており、特にひずみ 1.5 ~ 3% で多く発生している。Type 2 は 1.5 ~ 3.0% から発生し始め、Y 方向に広範囲に分布する。Type 3 と 4 は発生数が非常に少なく、特徴を読み取ることは難しかった。Type 5 は 4.5 ~ 6% に集中し、X 方向に最も広く分布した。

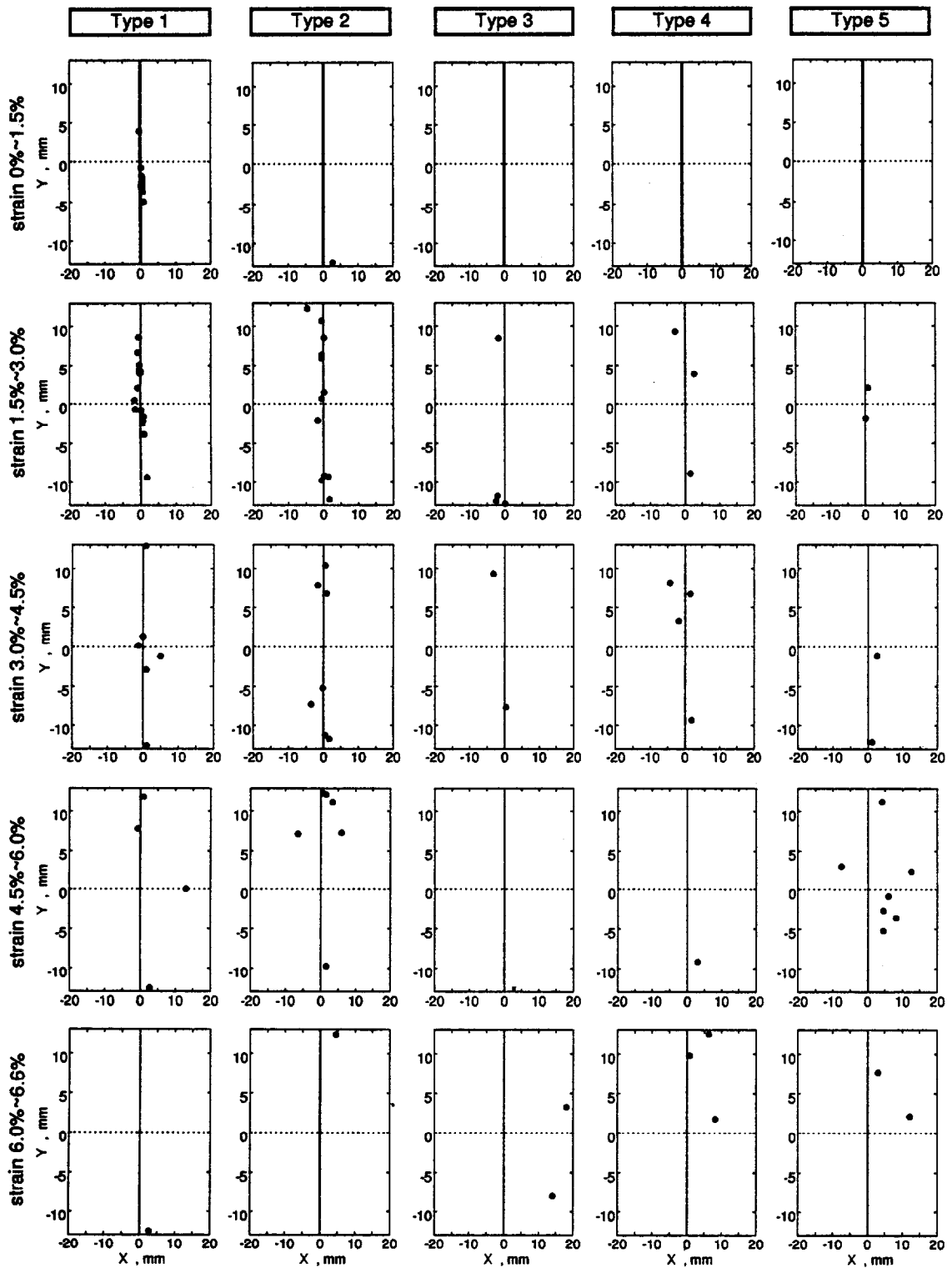


Fig. 6.35 Change of AE source location with strain.

6.4.2.1 粘弾性波動逆解析

Fig. 6.36に原波形解析によって同定された Type 1 ~ 5 の破壊モードを示す。Type 1 は引張方向に開口する Mode I 型破壊で、繊維破断 (fiber breakage)、マトリックス破壊 (matrix crack)、繊維表面の debonding に該当する。Type 2 と 3 は引張方向と直角方向に開口する Mode I 型界面剥離 (debonding)、Type 4 は Mode II 型繊維 / マトリックス界面の剥離 (disbonding)、Type 5 は Mode II 型繊維 / マトリックス界面の disbonding および層間剥離である。

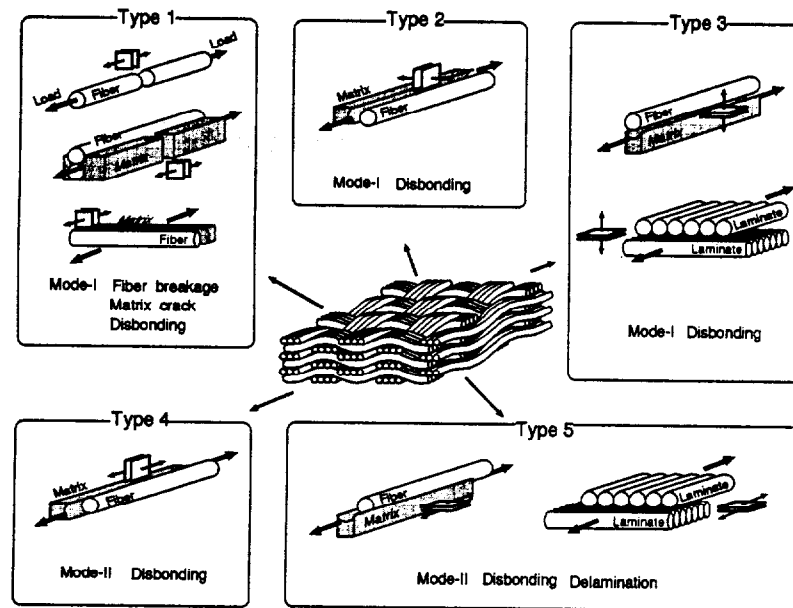


Fig. 6.36 Schematic representation of five fracture-modes in laminated GFRP specimen deduced by AE source simulation.

原波形解析例をタイプ別に2個ずつ Figs. 6.37~ 6.39に示す。Type 1,2,3 ではP波が正のポラリティを示すことはないが、Mode II 破壊の Type 4,5 では音源場所によってP波は正あるいは負のポラリティ (Fig. 6.28) を示す。しかし、AE の伝播経路に巨視き裂が存在している場合は、P波のポラリティを明確に抽出することが困難となり、UD-GFRPと比較して破壊モードの同定が難しい。Type 1 破壊の生成時間は (a) が $3.75\mu\text{s}$ 、(b) が $4.80\mu\text{s}$ で、UD-GFRP の2 ~ 5 倍であった。き裂体積は $1.47 \sim 6.2 \times 10^{-14} \text{m}^3$ で UD-GFRP の10 ~ 100 倍になる。破壊規模が大きくなっていることから、マトリックスクラックを含む繊維束の破断や、負荷方向と 90° 方向の長繊維に沿う界面 debonding が考えられる。Debonding である Type 2 と 3 は生成時間が $2.49 \sim 5.19\mu\text{s}$ で UD-GFRP の数倍になったが、き裂体積は同程度であった。Type 4 の生成時間は約 $2.8\mu\text{s}$ で全破壊タイプの中で比較的速く、き裂体積も小さかった。Type 5 は Type 4 よりも生成体積がかなり大きく、層間剥離が推定される。なお、Type 4,5 のP波振幅は4象現分布し、変位センサの下 (すなわち $x = -5\text{mm}$) で発生した破壊のP波は小さく検出できないため、解析できた音源は $+x$ 方向のものに限られている。

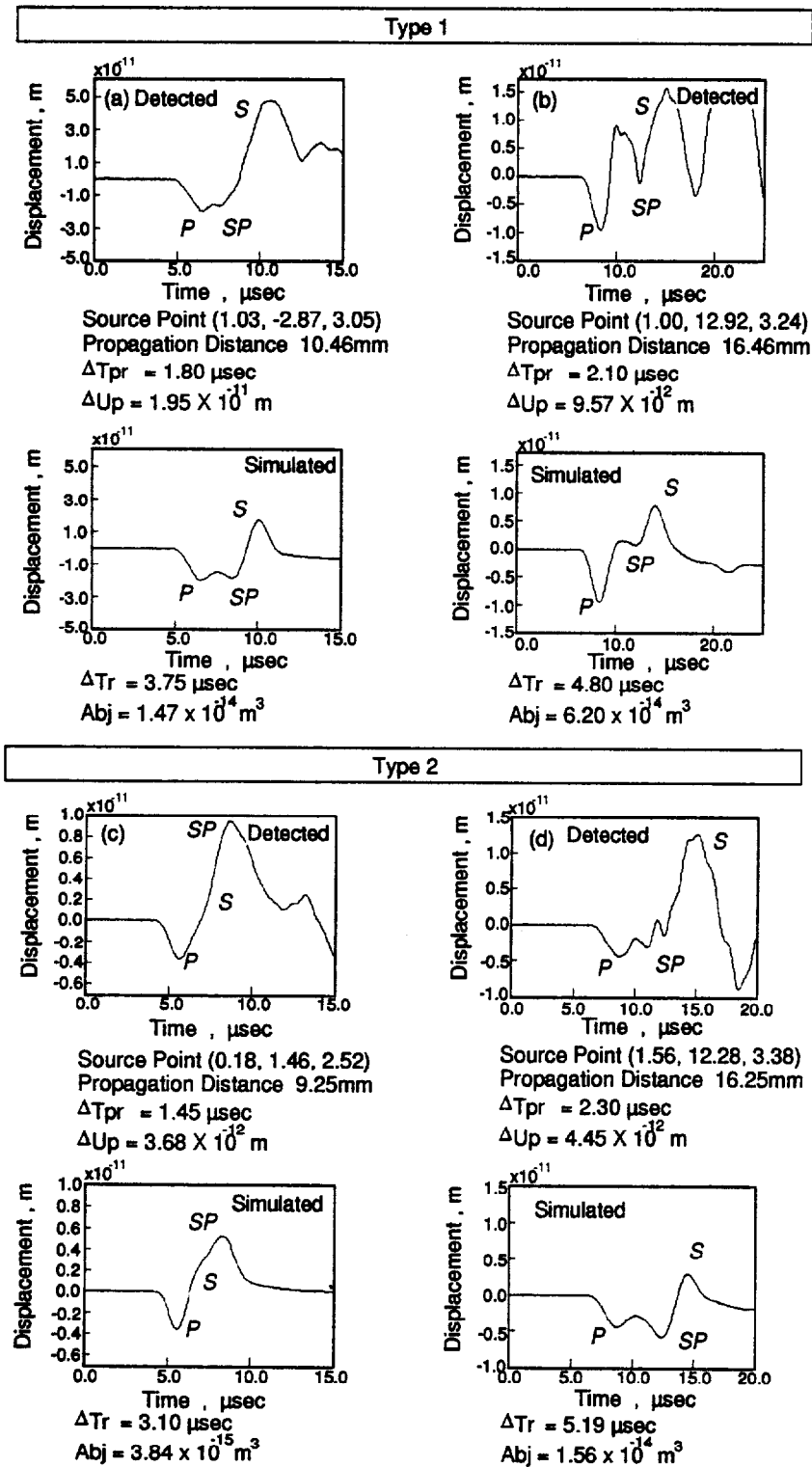


Fig. 6.37 Comparison of detected waves (#8) and simulated displacement to Type 1 and 2 fractures.

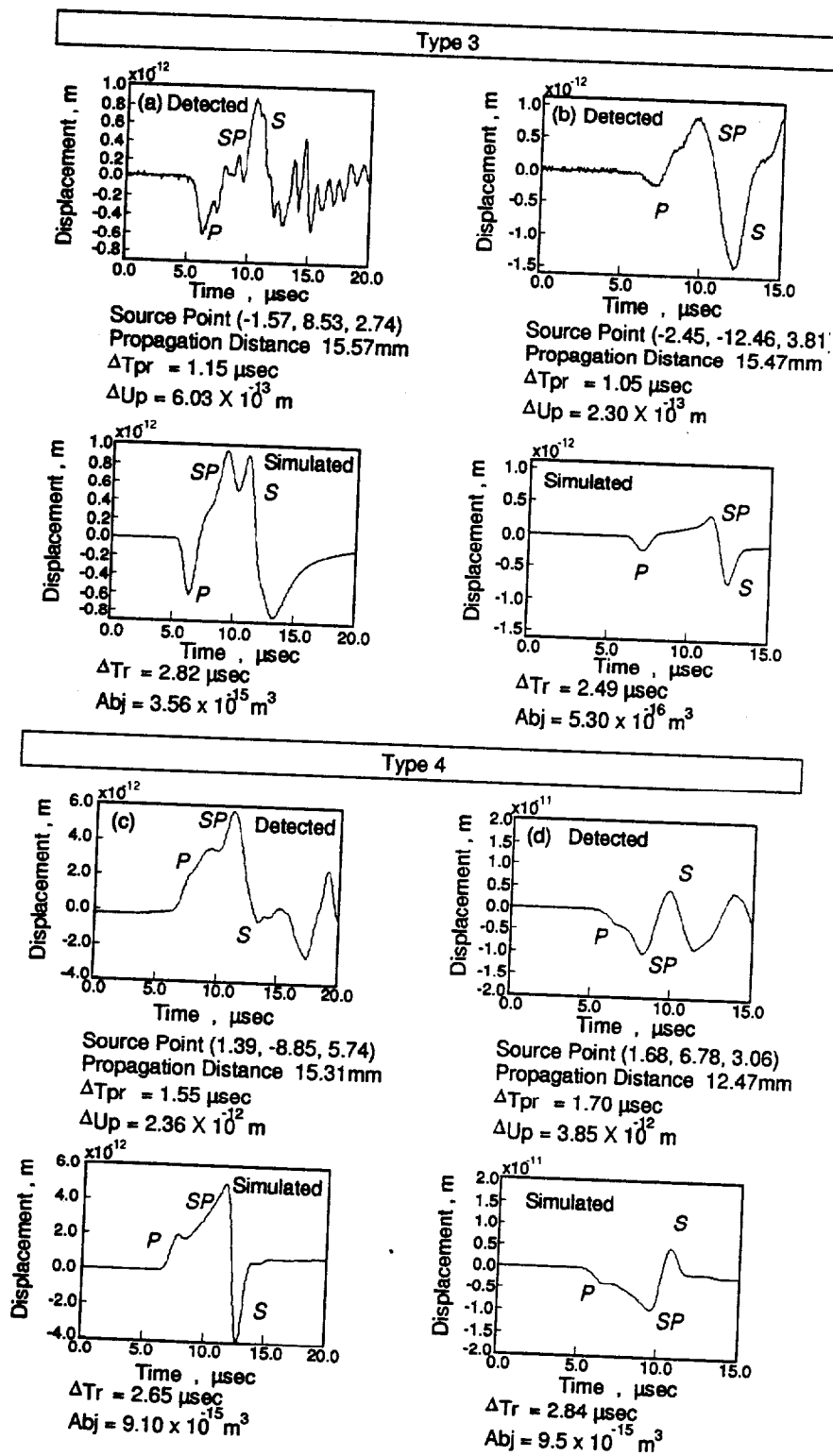


Fig. 6.38 Comparison of detected waves (#8) and simulated displacement to Type 3 and 4 fractures.

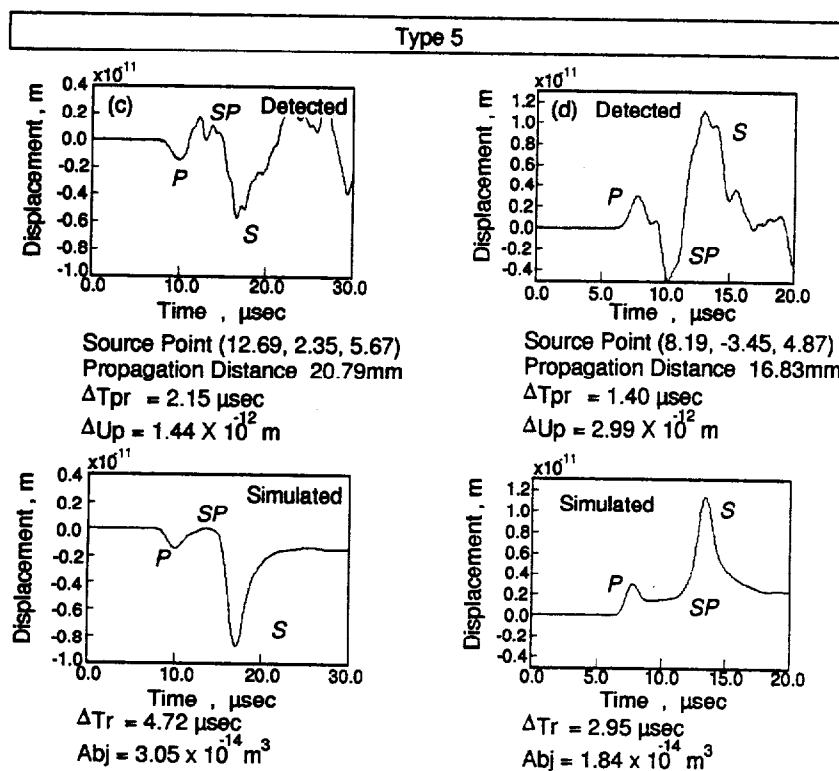


Fig. 6.39 Comparison of detected waves (#8) and simulated displacement to Type 5 fracture.

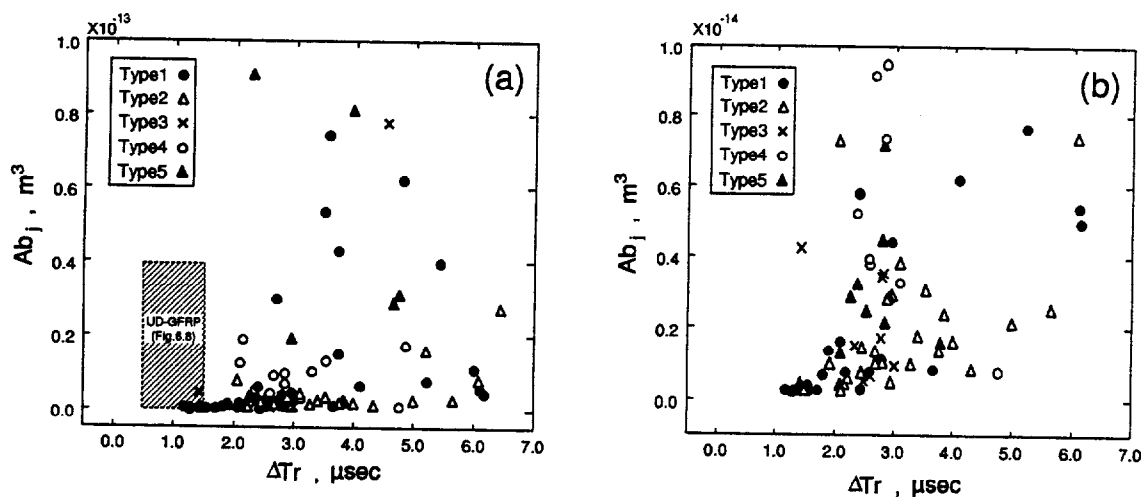


Fig. 6.40 Source parameters of five fracture-modes in laminated GFRP. (a) data for $Ab_j = 0 \sim 10^{-13} \text{ m}^3$, (b) for $Ab_j = 0 \sim 10^{-14} \text{ m}^3$

Fig. 6.40に原波形パラメータ (生成体積: Ab_j , 生成時間: ΔT_r) を示す。図 (a) には Ab_j が $0 \sim 10^{-13} \text{ m}^3$ のものを、(b) には Ab_j が $0 \sim 10^{-14} \text{ m}^3$ の範囲にあるものを示した。(a) のハッチング域は UD-GFRP の原波形パラメータ領域 (Fig. 6.8) で、 ΔT_r は $0.5 \sim 1.5 \mu\text{s}$ であったのに比べ、Laminated-GFRP では $1.5 \mu\text{s}$ よりも大きかった。Type 1 は生成時間 $1.0 \sim 3.0 \mu\text{s}$ に集中し、最大で $6 \mu\text{s}$ であった。また、生成体積は $0.8 \times 10^{-13} \text{ m}^3$ まで広い分布を示した。小さな Ab_j は繊維破断、大きな Ab_j は繊維束の破断や長繊維の界面剥離に対応すると考えられる。Type 2 は

大部分が生成時間 $2.0 \sim 4.5 \mu\text{s}$ 、生成体積 $0.4 \times 10^{-14} \text{m}^3$ に集中した。Type 3 は Type 2 よりも生成時間がやや速い $2.0 \sim 3.0 \mu\text{s}$ の範囲に集中した。Type 4 の生成時間は $2.0 \sim 4.0 \mu\text{s}$ で、 $0.2 \times 10^{-13} \text{m}^3$ 以下であった。Type 5 は生成体積が $0.9 \times 10^{-13} \text{m}^3$ もあり大きな層間剥離が生じたと考えられる。

6.4.2.2 パターン認識解析

原波形解析した検出波と同期されて検出された共振型小型センサ (#1) の検出波についてで PRA を行った。原波形解析用の信号と同期されたのは Table 6.10 に示すように、Type 1 が 16、Type 2 が 16 個、Type 3 が 8 個、Type 4 が 15 個、Type 5 が 14 個であった。

Table 6.10 Event counts classified by the source simulation and PRA for Laminate-GFRP.

	Source simulation	PRA
Type 1	19	16
Type 2	21	16
Type 3	10	8
Type 4	15	13
Type 5	14	14
TOTAL	79	67

最大エントロピー法による PRA 結果

自己回帰モデル次数 m と AR 係数 (第 1 次 AR 係数: $\text{AR}_{m,1}$ 、第 2 次 AR 係数: $\text{AR}_{m,2}$ 、第 3 次 AR 係数: $\text{AR}_{m,3}$) の関係を求めた結果 (Fig. 6.41) をもとに、 $m = 35$ で解析した。

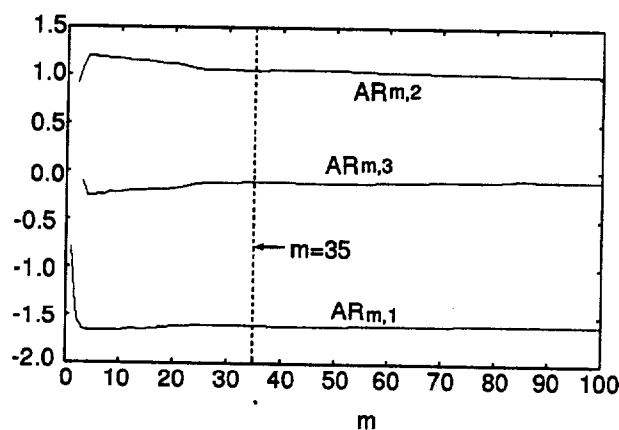


Fig. 6.41 Change of AR coefficient with m for typical AE signal from Laminated-GFRP.

Fig. 6.42 と Fig. 6.43 に破壊タイプ別の検出波 (最上段) と FFT スペクトル (2 段目)、MEM スペクトル (3 段目)、WT 等高線分布 (4 段目) を示した。

Type 1 の周波数スペクトラムは 0.5MHz に中心をもつやや幅の広いピークを有し、 0.25MHz と 1.25MHz にも小さいピークがある。WT 等高線図より、時間 $80 \mu\text{s}$ 以降に周波数 $0.04 \sim 1.25 \text{MHz}$ の成分が分布する特性をもつ。Type 2 は周波数 0.2MHz と 0.4MHz に鋭いピークを有し、WT 等高線図から周波数 $0.08 \sim 0.7 \text{MHz}$ の成分が $100 \mu\text{s}$ 持続する。Type 3 は周波数 0.5MHz に鋭いピークと 0.4MHz 以下に強い成分が現れており、WT 画

像は約 $150\mu s$ まで持続するが、周波数は $0.15 \sim 0.7MHz$ の狭い範囲に分布する。Type 4 は $0.05, 0.45, 0.55MHz$ に鋭いピークを示し、WT 等高線図では2つの島をもち、 $0.06MHz$ の成分は $350\mu s$ 持続する。Type 5 は周波数 $0.5MHz$ 周辺に強い成分があり、この周波数をもつ成分が $80\mu s$ 持続している。

Fig. 6.44に第1次AR係数と第2次AR係数を破壊タイプ別 (Type 1: ●, Type 2: △, Type 3: ×, Type 4: ○, Type 5: ▲) にプロットした。各破壊タイプはある程度集中して分布する傾向を示したが、UD-GFRPと比較して分布領域が重なる場合が多かった。特に中央に分布するType 2と4はほとんど重なった。Type 1と5も重なっている。しかし、Type 3の多くは集中して分布した。一方、Type 2とType 5は2つの領域に分かれて分布し、同じ破壊モードであっても界面剥離や層間剥離などの破壊機構の違いで2つの領域に分かれた可能性がある。Laminated-GFRPは複雑な構造のためその解析は元来難しいが、特に巨視き裂が発生した後の伝播距離の長いAEはARでは分類できない。

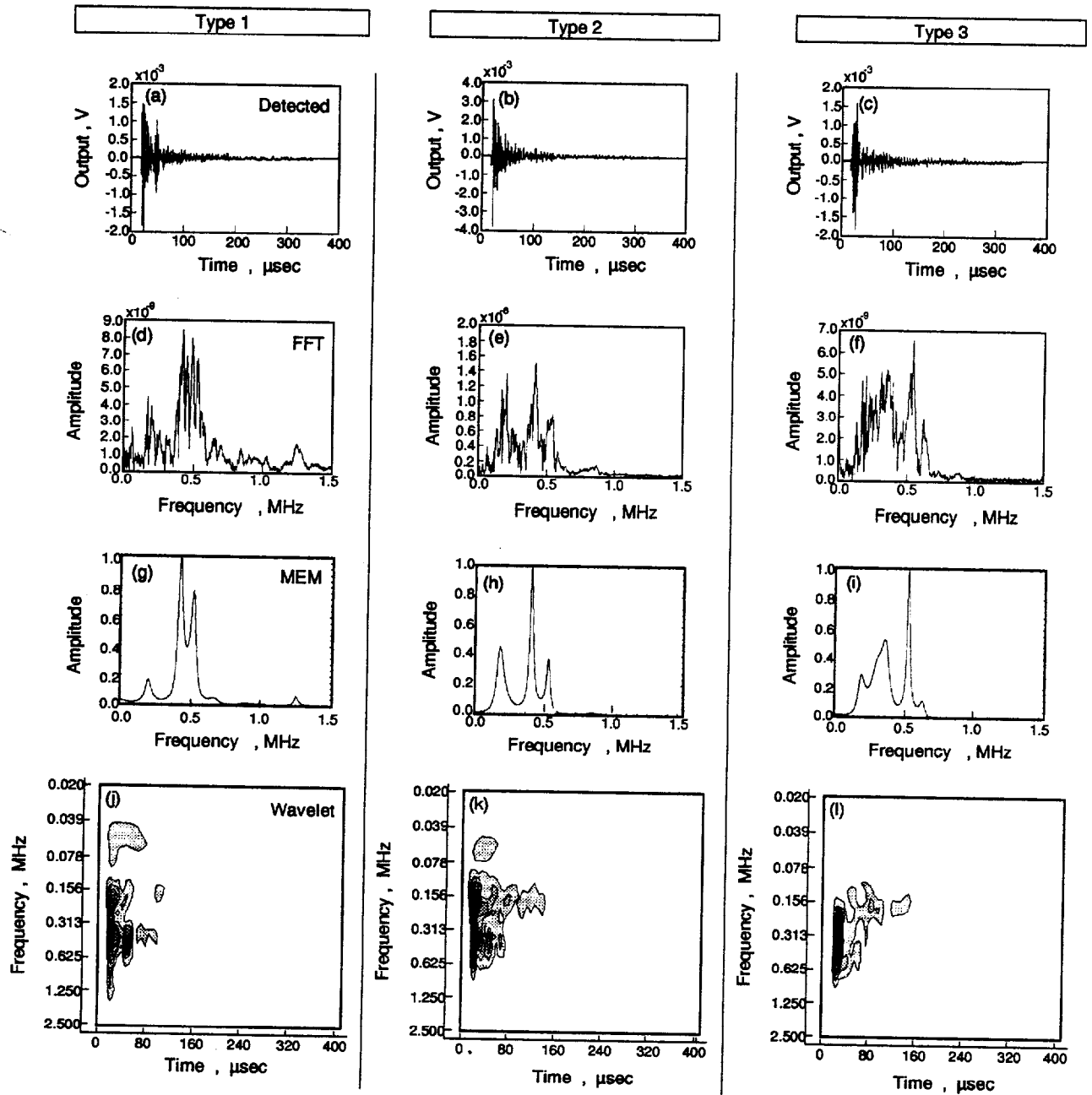


Fig. 6.42 Characteristics of the detected wave (the upper row) for Laminated-GFRP, frequency spectra by FFT (the second row), MEM (the third row) and the contour map of the wavelet coefficients (the bottom row).

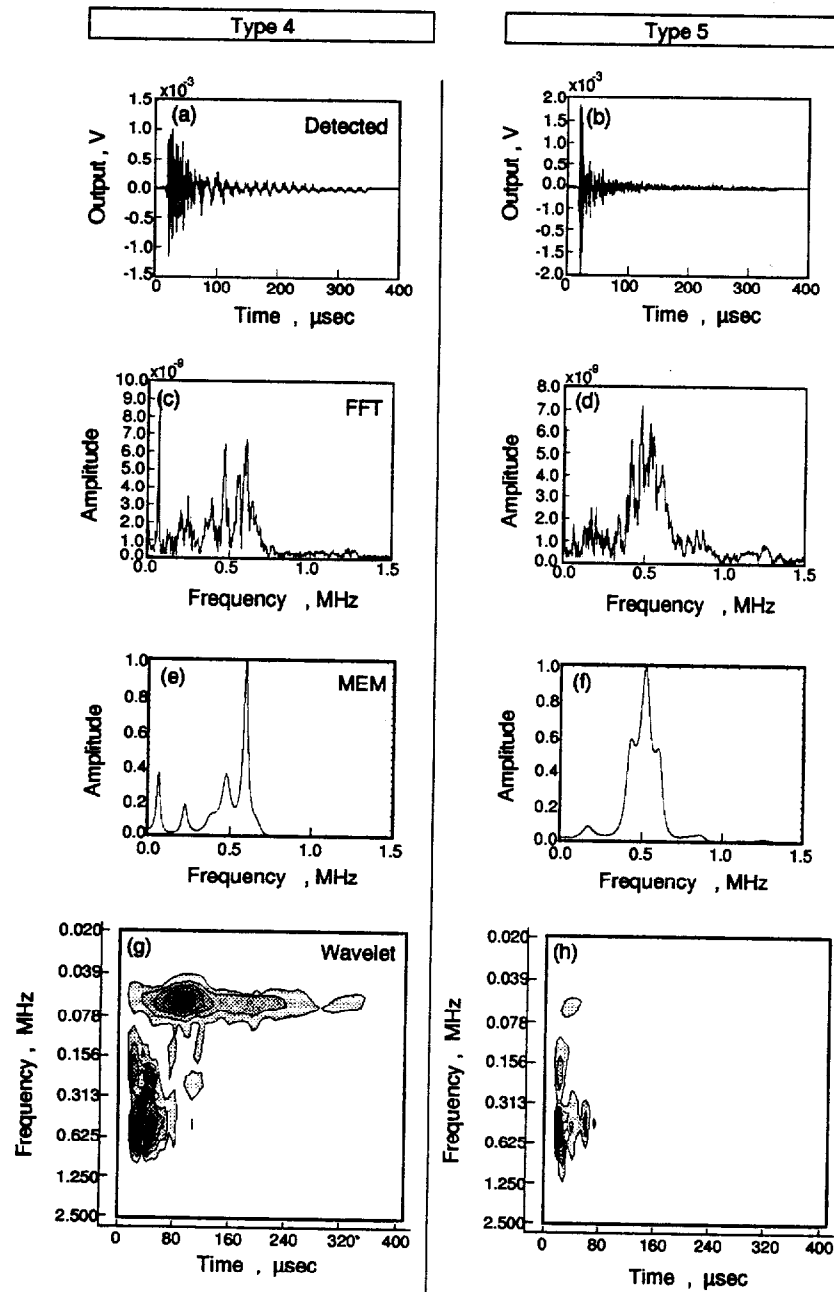


Fig. 6.43 Characteristics of the detected wave (the upper row) for Laminated-GFRP, frequency spectra by FFT (the second row), MEM (the third row) and the contour map of the wavelet coefficients (the bottom row).

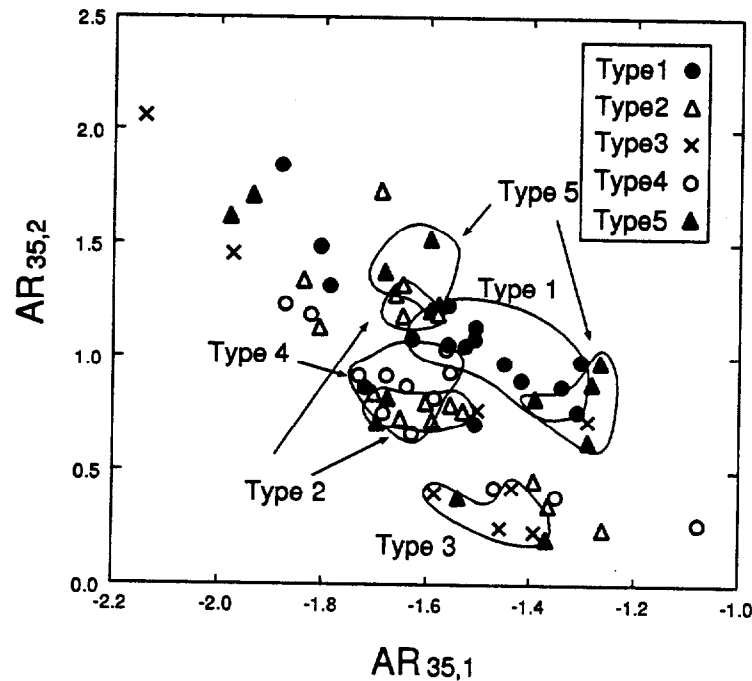


Fig. 6.44 Cluster plot of AR coefficients for AE events from laminated GFRP.

ウェーブレット変換による PRA 結果

フーリエ位相相関法 (FPC)

Fig. 6.45と 6.46に Type 1~5 の信号をそれぞれ任意に 5 個ずつ選び平均化した代表画像 (最上段) とフーリエ位相変換を施した FPC の参照パターンを 2~4 段に示した。

参照パターンと検出波のフーリエ位相相関による類似度を求めた結果を Table 6.11に示す。表の最上段に参照パターン (Type 1@ref ~ Type 5@ref)、2 行目以下は FPC で分類された信号の数を示す。Type 1 の 16 個の信号で、Type 1@ref に分類されたのが 10 個で、分類精度は 62.5% であった。Type 2 の 16 個のうちで Type 2@ref に分類されたのが 7 個、44% の精度であった。Type 3 は 8 個のうち 4 個で 50%、Type 4 は 13 個のうち 5 個で 38%、Type 5 は 14 個のうち 9 個で 64% の分類精度であった。分類精度は 28 ~ 64% で、UD-GFRP の 64 ~ 83% に比べて低かった。

Table 6.11 Event counts classified by source simulation and Fourier phase correlation method (FPC).

	Type 1 * ref	Type 2 * ref	Type 3 * ref	Type 4 * ref	Type 5 * ref	TOTAL
Type 1	10 (62.5%)	2 (12.5%)	0 (0%)	1 (6%)	3 (19%)	16 (100%)
Type 2	3 (19%)	7 (43%)	1 (6%)	2 (13%)	3 (19%)	16 (100%)
Type 3	1 (12.5%)	1 (12.5%)	4 (50%)	1 (12.5%)	1 (12.5%)	8 (100%)
Type 4	2 (15%)	1 (8%)	1 (8%)	5 (38%)	4 (31%)	13 (100%)
Type 5	3 (22%)	0 (0%)	2 (14%)	0 (0%)	9 (64%)	14 (100%)

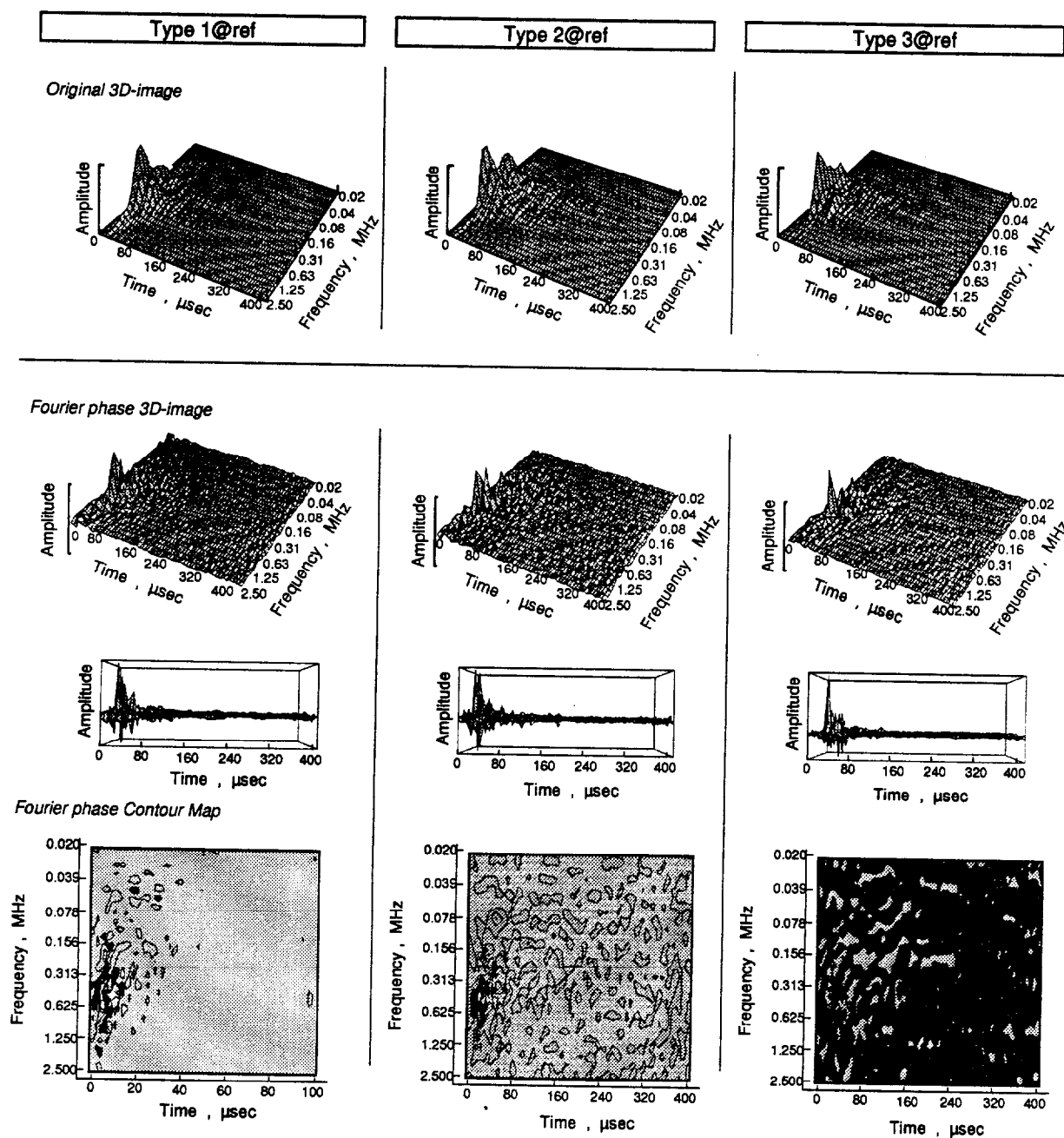


Fig. 6.45 Reference Fourier phase images for Type 1, 2 and 3 fracture.

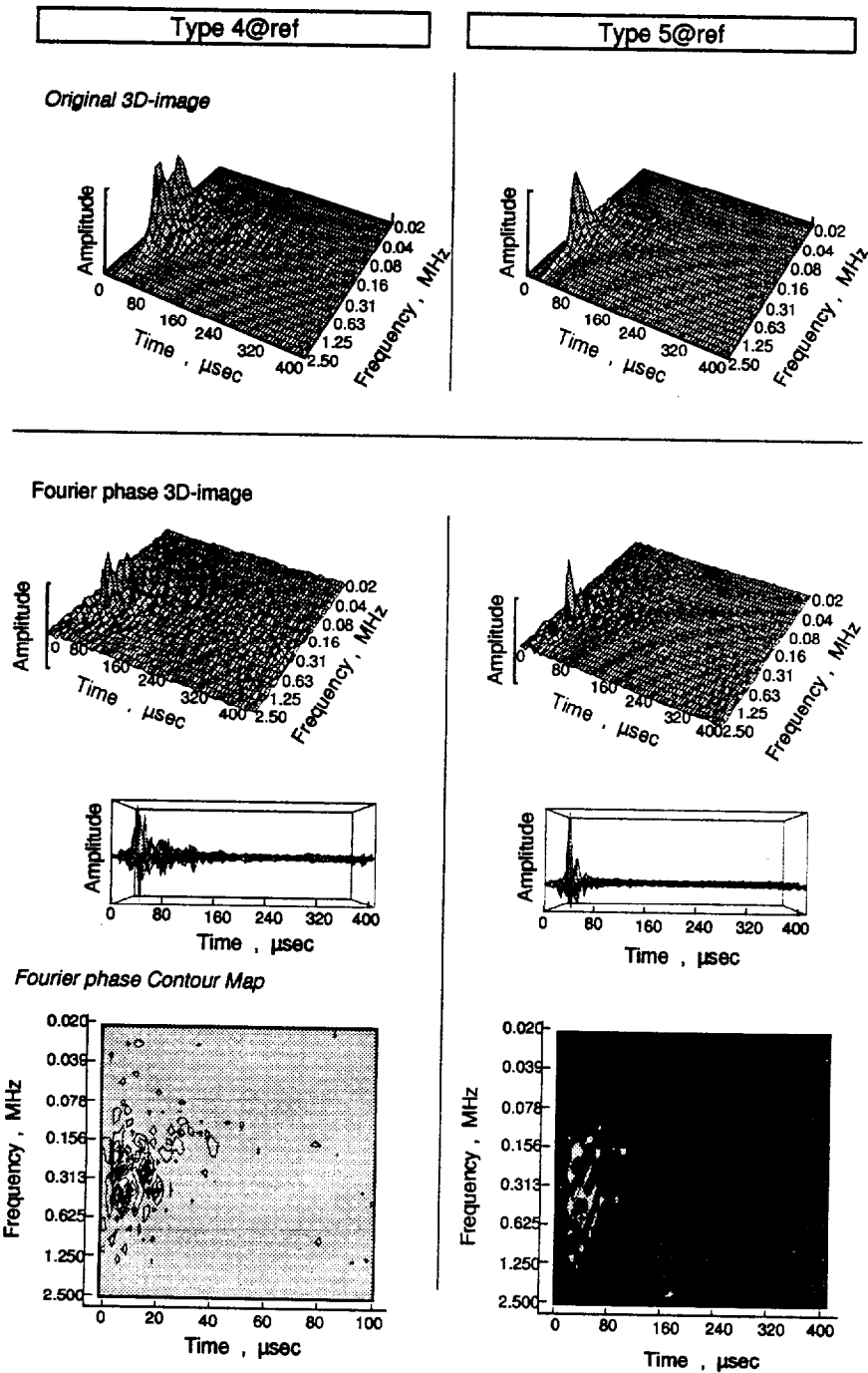


Fig. 6.46 Reference images of Fourier phase images for Type 4 and 5 fracture.

原波形解析、MEM と FPC による PRA の分類結果を Table 6.12 にまとめた。全 AE に対する破壊タイプの分類割合 (%) は原波形解析と同じ程度であったが、AR の分類はほとんどのタイプの領域が重なり、FPC の分類でも分類精度は最高でも 64% で低いものであった。破壊源が X 方向に広く分布したことで、巨視き裂が発生した後の AE の伝播経路が複雑になったことが原因であると考えられる。

Table 6.12 Comparison of event counts classified by the source simulation, AR coefficient and the Fourier phase correlation method.

	Source simulation	Source simulation (synchronized)	AR coefficient	FPC
Type 1	19 (24%)	16 (24%)	11 (27%)	10 (29%)
Type 2	21 (26%)	16 (24%)	10 (24%)	7 (20%)
Type 3	10 (13%)	8 (12%)	4 (9%)	4 (11%)
Type 4	15 (19%)	13 (19%)	8 (20%)	5 (14%)
Type 5	14 (18%)	14 (21%)	8 (20%)	9 (26%)
TOTAL	79 (100%)	67 (100%)	41 (100%)	35 (100%)

6.5 結言

異方粘弾性体である一方向強化 GFRP(UD-GFRP) およびガラスクロスロービングマット積層 GFRP(Laminated-GFRP) の引張り試験中に発生する破壊のダイナミックスを粘弾性波動逆解析で、破壊モードをパターン認識解析(PRA)で調べた。粘弾性波動逆解析を行えば、顕著な音響異方性を示すガラス含有率 60_{mass}% の実 GFRP の破壊のダイナミックスが評価できる。PRA を適用した結果、UD-GFRP では十分な精度で破壊タイプの分類ができたが、Laminated-GFRP では良い結果は得られなかった。また、UD-GFRP に関しては繊維 / 母材の界面密着性状の相違による破壊挙動の違いを評価することができた。本章の実験から得た知見を以下にまとめる。

● UD-GFRP の破壊評価

片面にスリットを導入した UD-GFRP 平板試験片の引張試験中に検出された AE の破壊源位置を標定した結果、初期破壊はスリット底部の繊維破断で、その後繊維方向に沿って剥離が進展した。原波形解析によって 4 種の破壊モード (Mode I 型破壊 (Type 1: fiber breakage, matrix crack)、破面法線方向の異なる 2 つの Mode I 型界面剥離 (Type 2, Type 3: debonding)、Mode II 型界面剥離 (Type 4: disbonding)) を同定した。Type 1 は生成時間 0.5 ~ 1.5 μ s、生成体積が $1.0 \times 10^{-15} m^3$ 以下に集中した破壊と、生成体積がその数倍から 100 倍に達するものが混在した。Type 2 と 3 は生成時間 0.7 ~ 1.5 μ s、生成体積は $2.0 \times 10^{-14} m^3$ 以下の広い範囲に分布した。Type 4 は生成体積が最もばらついており、様々な規模の破壊が生じていることを示唆した。検出総 AE 数 (957 個) のうち破壊源位置標定ができたのは 323 個で総数の 33.8%、原波形解析ができたのは 109 個で総数の 11.4%、位置標定できた AE の 33.7% であった。

汎用共振型小型センサ出力から求めた AR 係数は 4 種類の破壊モード別にクラスタとして集中し、AR 係数による破壊モードが分類できることを示した。ウェーブレット変換等高線図に FPC を用いた分類では、原波形解析によって推定された破壊モードに対して、Type 1 の分類精度は 82%、Type 2 は 75%、Type 3 は 83%、Type 4 は 68% であった。解析した AE は 61 個であった。計測システムを改良した同様の実験で 116 個の AE を解析した結果、Type 1 の分類精度は 85%、Type 2 は 77%、Type 3 は 91%、Type 4 は 55% であった。Type 4 の分類精度がやや低いが、他の 3 タイプの AE は 77% 以上の精度で分類できた。また、PRA を用いた分類でも、原波形解析とほぼ同じ割合で分類できることを確認した。

● UD-GFRP の破壊に及ぼす繊維 / 母材界面性状の影響

マトリックスにワックスを添加して繊維 / 母材界面性状を変化させた一方向繊維強化 GFRP 試験片の引張試験中の AE を計測した。破壊源位置標定、原波形解析、放射パターン解析によって、Mode I 型破壊 (Type 1: fiber breakage, matrix crack)、Mode I 型界面剥離 (Type 2: debonding) および Mode II 型界面剥離 (Type 3: disbonding) を同定した。界面性状による AE 総数の大きな差はみられなかった。密着力が悪いと最初の破壊を発生させる荷重は大きくなり、はじめに Type 2 が発生し、次いで Type 1 が発生するのに対し、密着力が良いと小さな負荷から Type 1 が発生し、続いて Type 2 の破壊が発生した。密着力が悪い GFRP では、繊維界面での変位の食い違いが許容され、繊維応力が小さくなることが示唆された。また、いずれの界面性状の GFRP もひずみ 0.6% 以上では Type 3 が最も多く発生し、その総 AE 数に対する割合は密着力が悪いものほど高くなった。

● Laminated-GFRP の破壊評価

片面にスリットを導入した Laminated-GFRP 平板試験片の引張試験中に検出された AE を原波形解析によって5種類の破壊モード(引張方向に開口する Mode I 型破壊 (Type 1: fiber breakage, matrix crack, debonding)、引張方向に開口する Mode I 型界面剥離 (Type 2: debonding)、垂直方向に開口する Mode I 型界面剥離 (Type 3: debonding)、Mode II 型界面剥離 (Type 4: disbonding)、Mode II 型層間剥離 (Type 5: delamination, disbonding)) を同定した。Type 1 の生成時間は $1.0 \sim 3.0 \mu\text{s}$ 、生成体積は $0.8 \times 10^{-13} \text{m}^3$ まで広く分布した。Type 2 の生成時間は $2.0 \sim 4.5 \mu\text{s}$ 、生成体積 $0.4 \times 10^{-14} \text{m}^3$ 以下であった。Type 3 の生成時間は $2 \sim 3 \mu\text{s}$ に集中した。Type 4 の生成時間は $2 \sim 4 \mu\text{s}$ であったが、生成体積は $0.2 \times 10^{-13} \text{m}^3$ 以下のものと $0.9 \times 10^{-13} \text{m}^3$ の AE があつた。Type 5 の生成体積は最大でも $0.4 \times 10^{-13} \text{m}^3$ 以下であった。検出総 AE 数 (1497 個) のうち破壊源位置標定ができたのは 939 個で総数の 62.7%、原波形解析ができたのは 79 個で総数の 5.3%、位置標定できた AE の 8.4% であつた。UD-GFRP と比較して、位置標定可能率が約 2 倍であるにも関わらず、原波形解析可能率は約 1/4 程度しかない。これは、Laminated-GFRP は三次元ガラス織物を強化材に用いているため複雑な構造で、巨視き裂が発生した後に発生した AE の伝播経路は複雑な性状を示し、破壊源位置標定が正しく行えないことを示唆する。

MEM による PRA では、AR 係数は5タイプの破壊モードはある程度集中する傾向を示したが重なる場合も多かった。特に Type 2 と 4 はほとんど重なり、Type 1 と 5 は一部で重なつた。また、Type 2 と Type 5 は2つの領域に分かれて集中した。Laminated-GFRP は複雑な AE 伝播経路を示すため、AR による分類は難しいと考えられる。また、同じ破壊モードであっても界面剥離や層間剥離などの破壊機構の違いで2つの領域に分かれた可能性が示唆された。一方、WT による PRA では、FPC による分類によって Type 1 の分類精度が 62.5%、Type 2 が 44%、Type 3 が 50%、Type 4 が 38%、Type 5 が 64% であつた。分類精度は最高でも 64%、Type 4 は 38% で特に低い結果であり、AR による PRA と同様な理由で分類は難しいと考えられる。

第 7 章

オーステナイトステンレス鋼の高温環境劣化割れのダイナミックス

7.1 緒言

高温環境劣化割れに高速な破壊が関与していれば AE が検出されるはずであり、試作耐熱型変位センサを用いた粘弾性波動逆解析システムを適用すれば、ダイナミックスやメカニズムに対する新しい知見が得られる。

銀ロウはオーステナイト系合金の接合に広く使用されているが、ロウ接材が高温で引張負荷を受けと脆性破壊する。また、熔融 Zn や Cd などがオーステナイト系ステンレス鋼の脆性破壊を起すことは亜鉛割れとして古くから知られている。また、ゴミ発電プラントでは塩化物や塩素ガスによる高温割れが問題となっている。損傷原因のほとんどは残留応力であるが、高効率都市ゴミ発電が目標としている $873K$ 程度では、オーステナイト鋼の残留応力は低下せず、鋭敏化をもたらすため損傷を加速する。本章では熔融銀ロウ割れ、熔融亜鉛割れ、ステンレス鋼の残留応力による塩化物割れのダイナミックスとメカニズムの解明を試みた。

7.2 SUS304 鋼の熔融銀ロウ割れ

7.2.1 試験片および実験方法

Fig. 7.1 のように、V ノッチをもつ直径 $23mm\phi$ のボルト型 SUS304 鋼試験片に、固溶体化処理 ($1323K$, 30 分) 後、鋭敏化処理 ($923K$, 24 時間) を施し、ノッチ底部に銀ロウ (Ag-16 Zn-15 Cu-15 Cd) を肉盛りした。

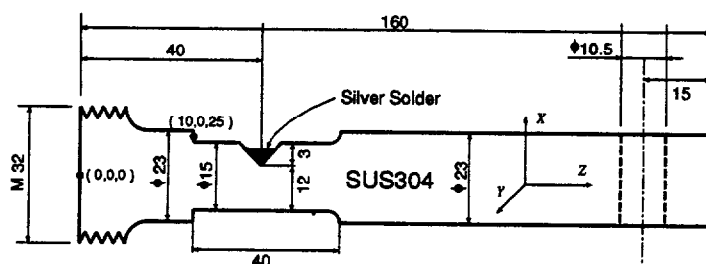


Fig. 7.1 Specimen for silver solder assisted crack at $1000K$.

Fig. 7.2 に示すように、環状ヒータを用いてノッチ部温度を $1000K$ に保持し、初期応力 $98MPa$ の定荷重クリープ試験を行った。耐熱容量型変位センサは試験片左端部に取り付け、ノッチ部で発生した実体波 AE を検出する。検出波はプリアンプ (NF 回路ブロック, 9913) で $40dB$ 増幅後、デジタイザ (AUTONICS, Model S121, サンプリングインターバル: $50ns$, サンプリングポイント: 1024 pts.) で A/D 変換した後、EWS (SUN sparc) で解析した。

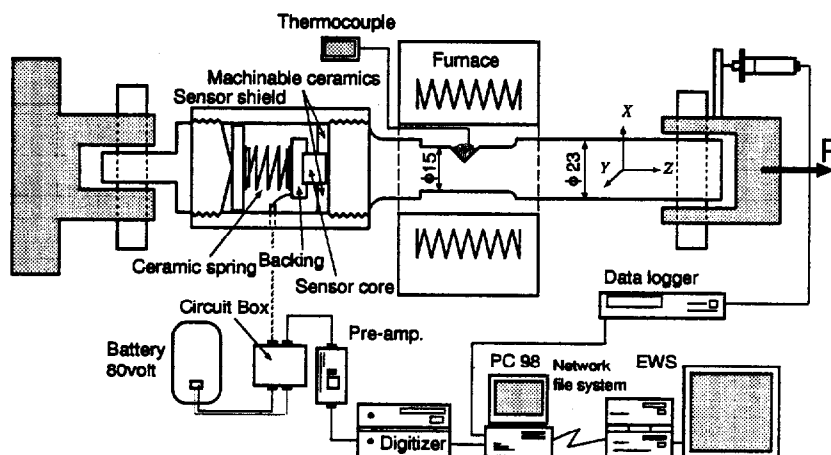


Fig. 7.2 Experimental setup for AE monitoring using capacitive sensor.

原波形解析は粘弾性体に対する (7.1) 式の面外変位に対して行った。

$$u_i(x, t) = \exp[-\alpha_p(x - x')] \times T_{ij}(T; x, t; x', t') * V(x', t') * R(t) \quad (7.1)$$

本実験の場合、破壊源とセンサ受感部には温度勾配が生じるが、平均温度 ($T = 840K$) での減衰率 α_p 、第2種グリーン関数 $T_{ij}(T; x, t; x', t')$ 、時間緩和関数 $R(t)$ を用いた。

7.2.2 実験結果

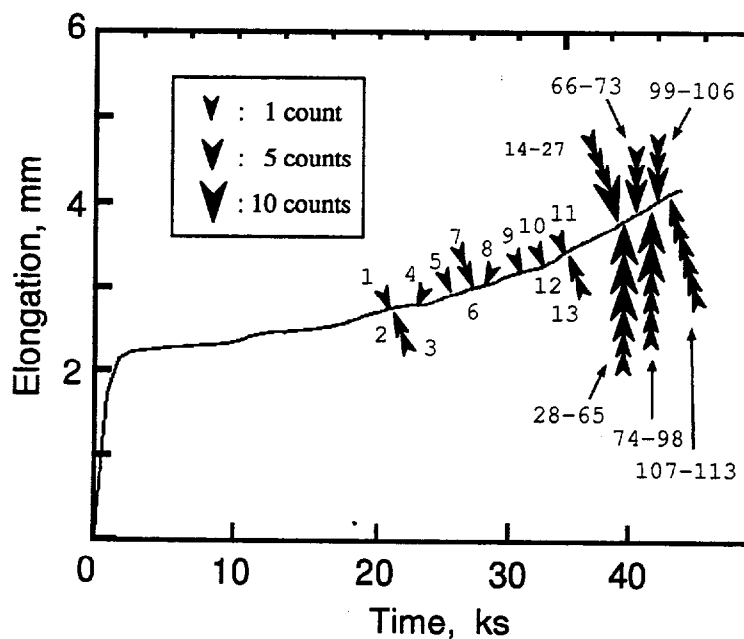


Fig. 7.3 AE timing in the elongation-time curve during fused silver solder attack.

Fig. 7.3に伸びの経時変化を示す。図中の $\blacktriangle$ は AE 発生タイミング (番号は発生順) で、時間経過とともに AE 発生率が増加した。最初の AE は 21.6ks 後に検出され、引張荷方向に開口する Mode I 型破壊と同定された。実験終了までに 113 個の Mode I 型破壊が検出され、溶融銀ろう割れに高速脆性破壊が関与していることが判った。

原波形解析の一例を Fig. 7.4 に示す。(a) が検出波、(b) が Mode I 型破壊を仮定したシミュレーション波である。コイル状の抵抗加熱を用いているため、検出波には誘導電流によるノイズがみられるが、十分な S/N 比が確保されている。この AE は生成時間 (ΔT_r) $0.7\mu s$ 、き裂体積 (ΔV) $1.4 \times 10^{-15} m^3$ の高速破壊によって励起されたものである。検出波にはシミュレーション波にはみられないピークが多数観察されたが、側壁やノッチ壁からの反射波と考えられる。反射波を考慮した原波形解析には実験的グリーン関数が必要であり、本章3節で述べる。また、後述するように混合モードの破壊が発生した可能性もある。

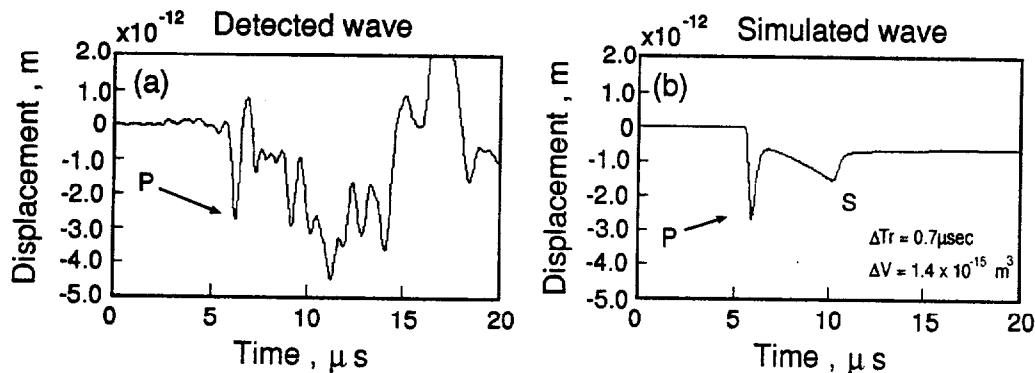


Fig. 7.4 Comparison of detected wave (a) and computed out-of-plane displacement (b) for Mode I fracture during fused silver attack.

Fig. 7.5 に原波形解析結果の経時変化を示す。No.7,12,75,109 の検出波を上段に、シミュレーション波をそれぞれの下に示す。No.7 は $2.7ks$ 後に発生し、No.12 は $3.3ks$ 、No.75,109 は $4.2ks$ 後に発生した。No.7 の破壊生成時間 (ΔT_r) は $0.8\mu s$ 、き裂体積は $4.9 \times 10^{-16} m^3$ であった。No.12 の生成時間は $1.3\mu s$ 、No.75 は $8.8\mu s$ であり、破壊生成時間は時間経過とともに遅くなる傾向にある。

実験終了後の顕微鏡写真を Fig. 7.6 に示す。(a) はノッチ部より進展したき裂を、(b) はき裂先端部を示す。損傷は粒界型で、実験時間から推定される平均的き裂進展速度は $4.4 \times 10^{-8} m/s$ であった。き裂先端部の開口変位量 b_j を正確に求めることは困難であるが、 $b_j = 1.6 \mu m$ と推定される。S. P. Lynch ら [164][165] は、溶融金属割れは Mode I 型破壊だけではなく、Mode II や混合モード破壊も関与していると報告している。また、竹本ら [166] は、モーメントテンソル解析を用いて水素脆化割れのダイナミックスを調べ、き裂面法線方向、運動方向ともに荷重方向に対して 45° 以内の傾斜を有し、Mode I 型破壊はむしろ少ないと報告している。Fig. 7.6-(b) から、ほとんどの破面は荷重方向に対して傾いており、Fig. 7.5 の No.12 にみられる検出波とシミュレーション波との相違 (A 点) は混合モード破壊を示唆している。

Fig. 7.7 に原波形パラメータを示す。番号は発生順を示す。き裂を円盤状、開口変位量を $b_j = 1.6\mu m$ と仮定したときのき裂進展速度は最高 $40m/s$ にも達し、巨視き裂の平均進展速度 ($4.4 \times 10^{-8} m/s$) の約 10^9 倍にも及ぶ。推定き裂直径 Δl は $20 \sim 40\mu m$ で結晶粒径程度である。

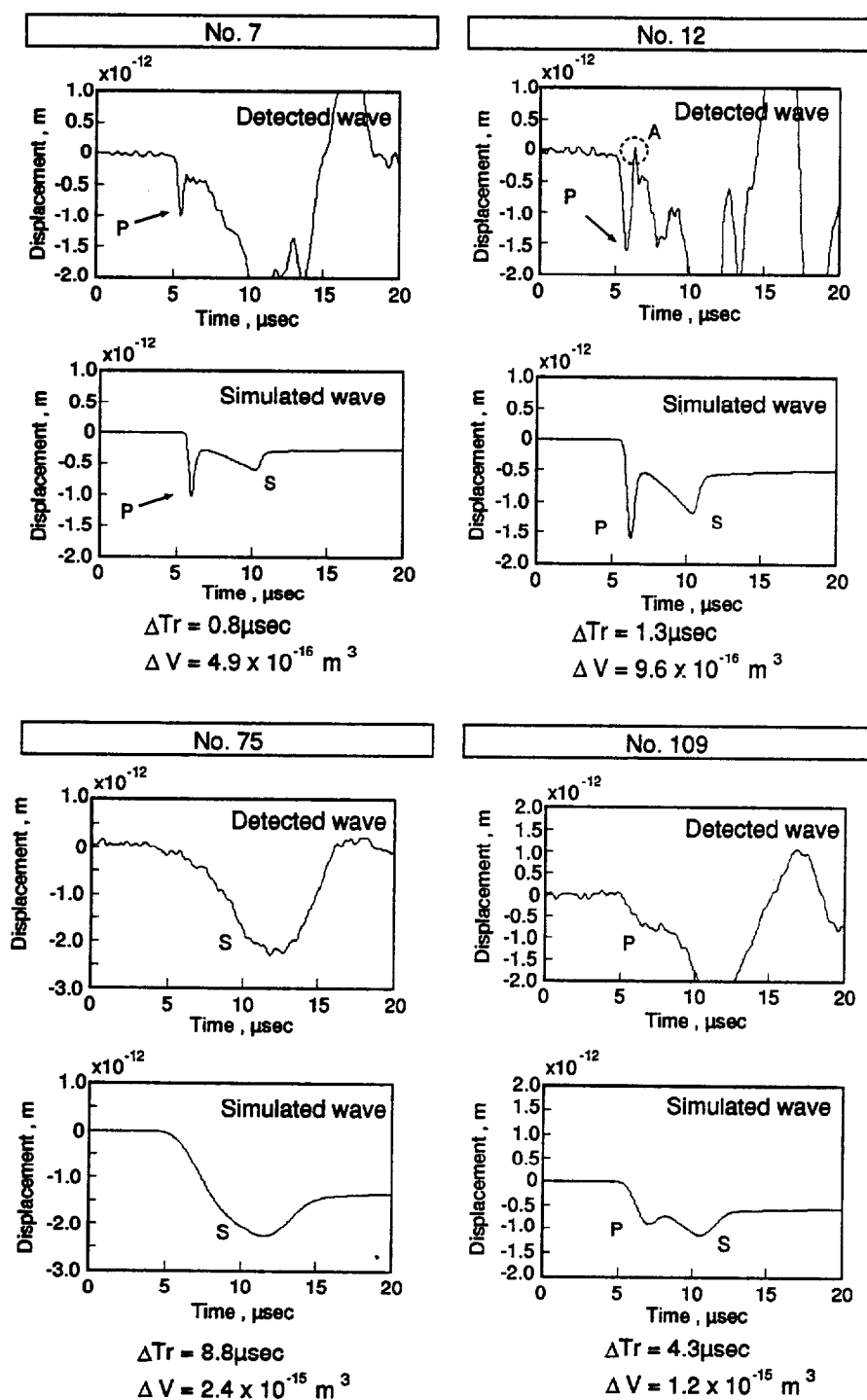


Fig. 7.5 Detected wave and computed out-of-plane displacement for Mode I fracture during fused silver attack.

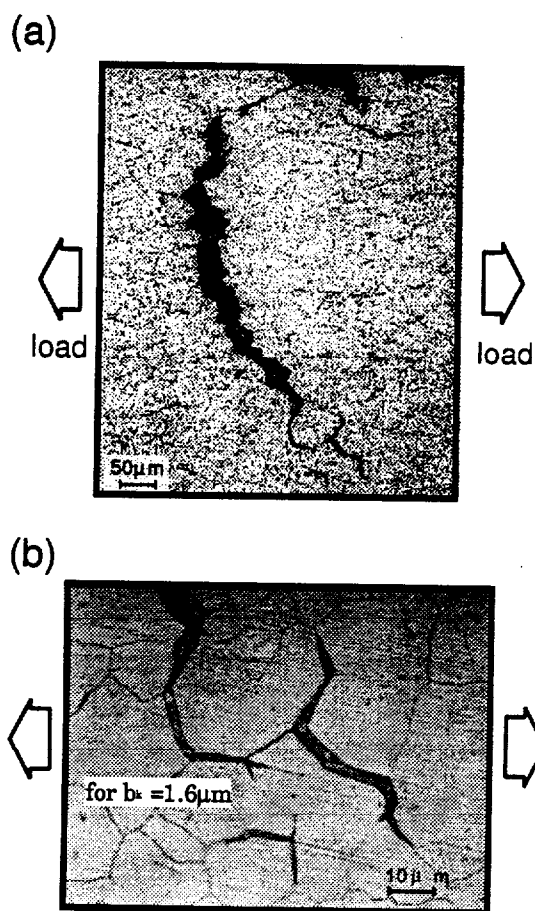


Fig. 7.6 Crack around notch tip.

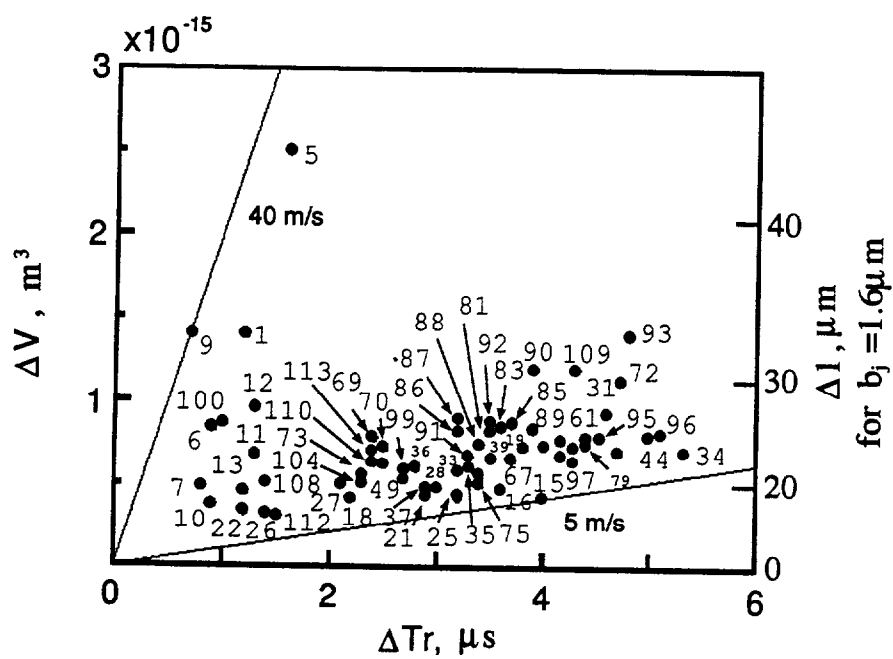


Fig. 7.7 Source parameters of AE waves monitored during silver solder attack of leaded SUS304 steel at 1000K.

7.3 SUS304 鋼の溶融亜鉛割れ

7.3.1 試験片および実験方法

試験片形状、熱処理、実験装置は銀ロウ割れ実験に用いたものと同じものを使用した。試験片ノッチ部に金属亜鉛片 (純度 99.9_{mass}%) を付着させて 1023K に保持し、初期応力 98MPa の定荷重クリープ試験を行った。

7.3.2 実験結果

Fig. 7.8に伸びの経時変化と AE 検出タイミングを示す。▲ は Mode I 型、△ は Mode II 型、▲ は破壊モードを同定できなかった AE を示す。実験開始 12.6ks 後に最初の AE が計測され、45ks の実験中に 44 個の AE を計測した。総 AE 数は溶融銀ロウ割れの約 1/3 であり、銀ロウ成分に含まれる Zn と Cd の複合作用によって粒界割れは加速される可能性も考えられる。

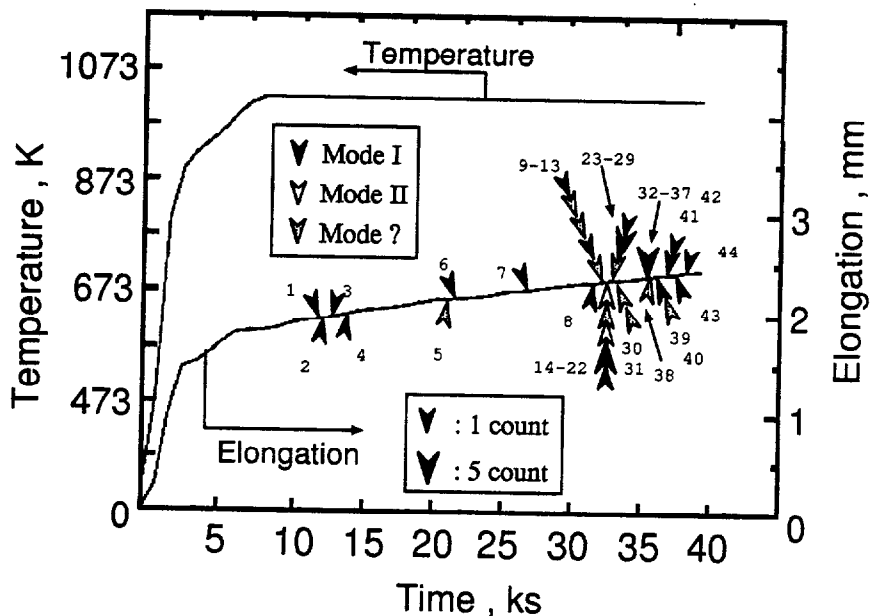


Fig. 7.8 Elongation vs time curve with AE timing during fused zinc attack.

原波形解析例を Fig. 7.9に示す。上段の (a),(b) 波はそれぞれ Mode I 型破壊、Mode II 型破壊と同定された検出波で、下段にシミュレーション波を示す。Mode I 型と同定された破壊は、き裂体積 $1.3 \times 10^{-15} m^3$ 、生成時間 $4.3 \mu s$ の微小破壊である。一方、Mode II 型破壊と同定された AE は、生成時間 $1.2 \mu s$ 、生成体積 $7.7 \times 10^{-15} m^3$ の破壊であった。Fig. 7.10-(a) にノッチ部断面写真を示す。破壊形式は 1.13mm の粒界型破壊で、実験時間から求まる平均進展速度は $3 \times 10^{-8} m/s$ である。Fig. 7.11 に溶融亜鉛割れの AE 原波形パラメータを示す。き裂開口変位量をノッチ先端拡大写真 (Fig. 7.10-(b)) から $b_j = 3 \mu m$ とすると、き裂進展速度は $25 m/s$ に達している。

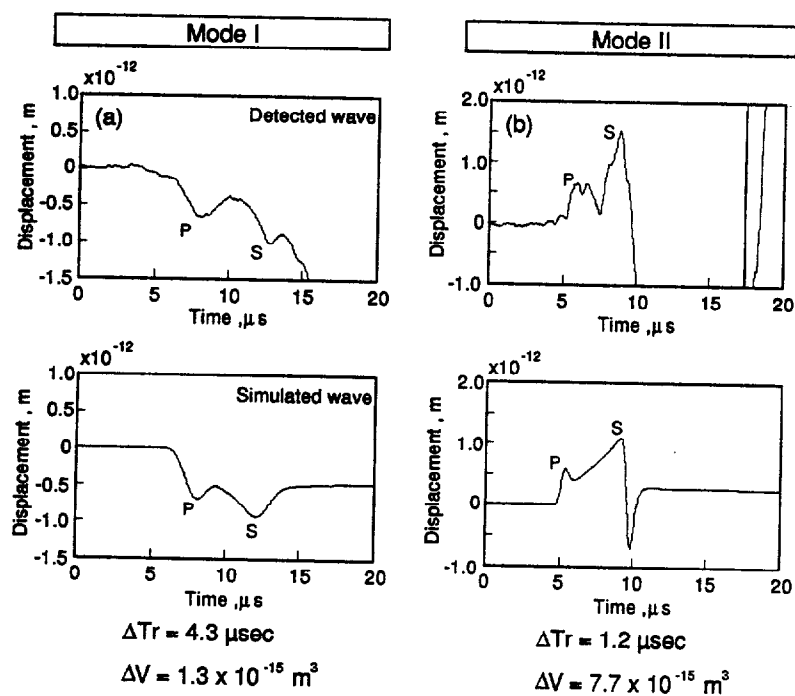


Fig. 7.9 Comparison of detected wave and computed displacement. (a) is Mode I, (b) is Mode II cracking and (c) fracture mode was not identified.

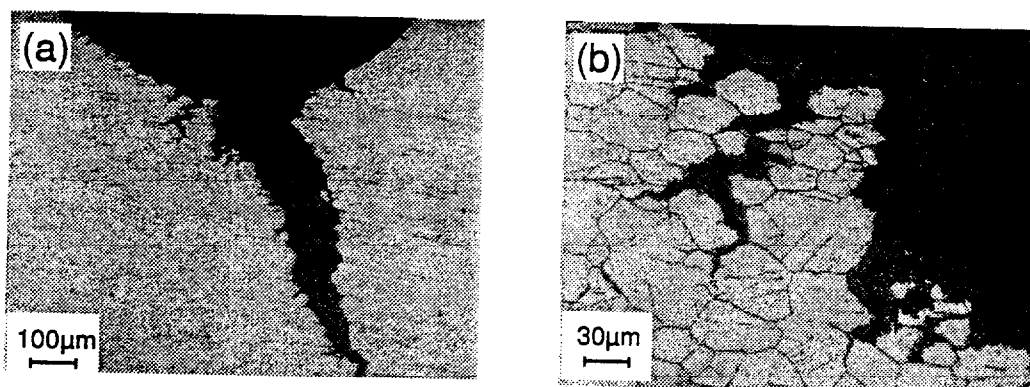


Fig. 7.10 Transverse microphotos around notch tip.

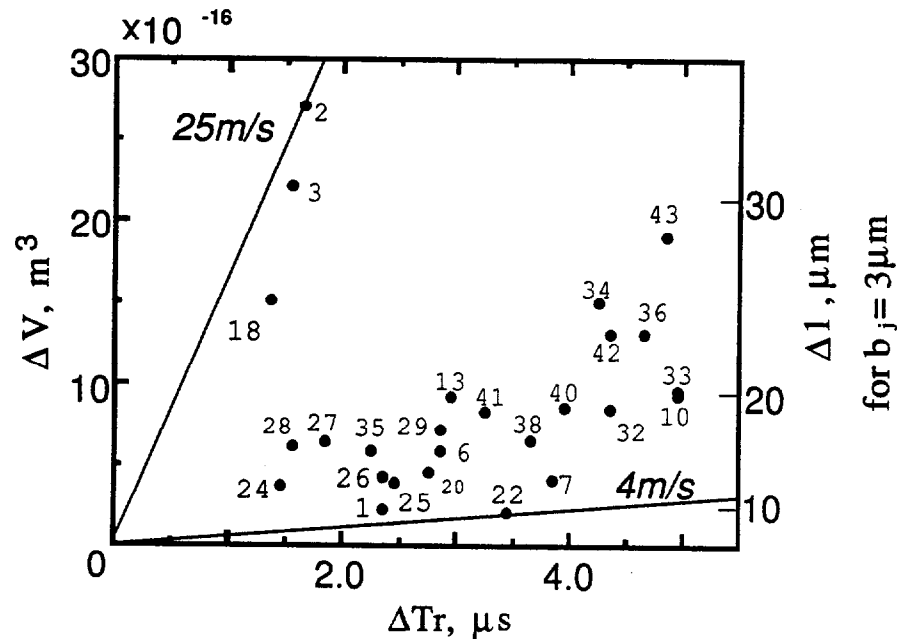


Fig. 7.11 Source parameters of AE waves during fused zinc attack of SUS304 steel at 1000K.

7.4 残留応力をもつ SUS 304 鋼の溶融塩化物割れ

日本の都市ゴミの溶融塩化物濃度はアメリカ、ヨーロッパの7～8倍にも達するとされ、ゴミ発電プラントでは塩化物や塩素ガスによる材料損傷が深刻な問題となっている。

本節では、a) 研削加工による引張残留応力は塩化物割れを発生させるほど大きいのか、b) 供用中における鋭敏化の進展は割れをどの程度加速するのか、c) 表面残留応力はき裂の進展とともに減少するがこのような条件でも脆性的破壊が発生するのかを検討した。耐熱容量型変位センサの長時間耐用温度は773Kで、センサを炉内に設置することができないため、炉内に設置した耐熱圧電型変位センサによる計測も行った。また、容量型センサを用いた実験では、実験的グリーン関数を用いる原波形解析も行った。

7.4.1 耐熱容量型変位センサによる AE モニタリング

試験片形状と実験装置は、銀ロウ割れ実験に用いたものと同じものを使用した。引張り荷重は与えなかった。ノッチ部にはフライス加工によって引張り残留応力を与え、切削溝に都市ゴミを模擬した混合塩 (30mol%PbCl₂, 30%FeCl₂, 20%NaCl, 20%KCl, 融点: 650K) を塗布した。環状炉を用いてノッチ部を873Kに保持し、試験片端面に設置した容量型センサによってAEを検出した。

Fig. 7.12にAE発生率の経時変化を示す。13ks後にAEが計測され始め、18ks後に最大発生率を示した後発生数は減少した。AEが検出されるまでの13ksは鋭敏化の進む時間と対応した潜伏期間で、残留応力は解放されていない[167]。損傷形態はノッチ部断面SEM写真(Fig. 7.13)に示すように粒界割れであるが、割れの発生率は残留応力が小さくなる深部(>300μm)で少なくなるものと推定される。なお、写真の点線は初期ノッチ輪郭であり、表面残留応力による割れは“脱粒”として観察された。AE発生率の経時変化は引張り残留応力の存在する表面層の脱粒頻度と関係しており、脱粒の一部は脆性破壊によって誘起されていることを示唆している。

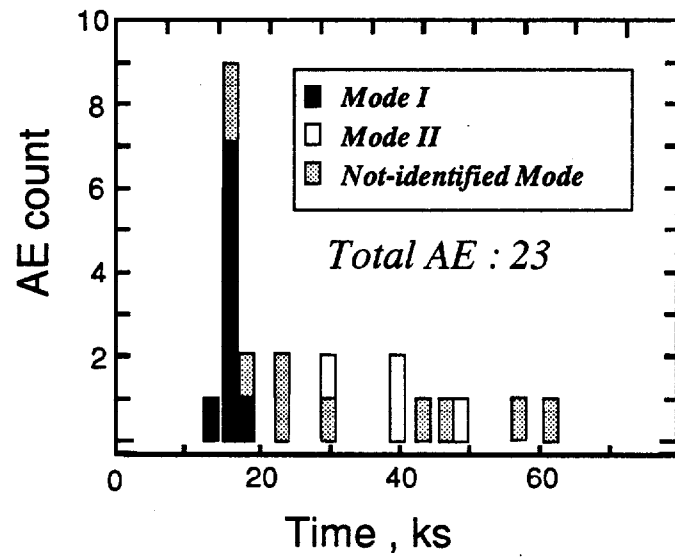


Fig. 7.12 Change of AE count with testing time.

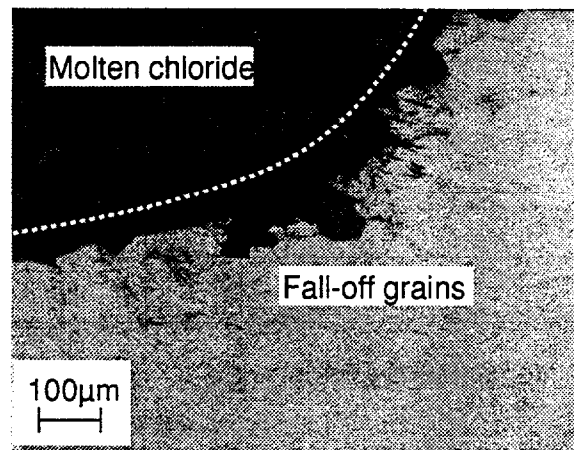


Fig. 7.13 Transverse micrograph around notch tip.

原波形解析例を Fig. 7.14 に示す。(a) は Mode I 型破壊、(b) は Mode II 型破壊と同定された検出波で、下段にシミュレーション波を示す。Mode I 型破壊は生成時間 $2.8\mu s$ 、き裂体積 $2.1 \times 10^{-15} m^3$ 、Mode II 型破壊は生成時間 $1.9\mu s$ 、生成体積 $7.1 \times 10^{-15} m^3$ である。しかし、いずれの検出波にも図中 A 印で示したようなシミュレーション波にはみられないピークが存在する。これは、ボルト型試験片を用いたにもかかわらず、半無限体に対する解析的第 2 種グリーン関数を用いたことが原因であると考えられる。そこで、実験的に応答関数を求めて波形シミュレーションを行った。

大平ら [142] は、物理量が明らかなモノポール音源による応答関数 G_{33} が得られれば、dipole source に対する実験的グリーン関数 $\bar{G}_{33,3}$ は (7.2) 式で表せるとしている。

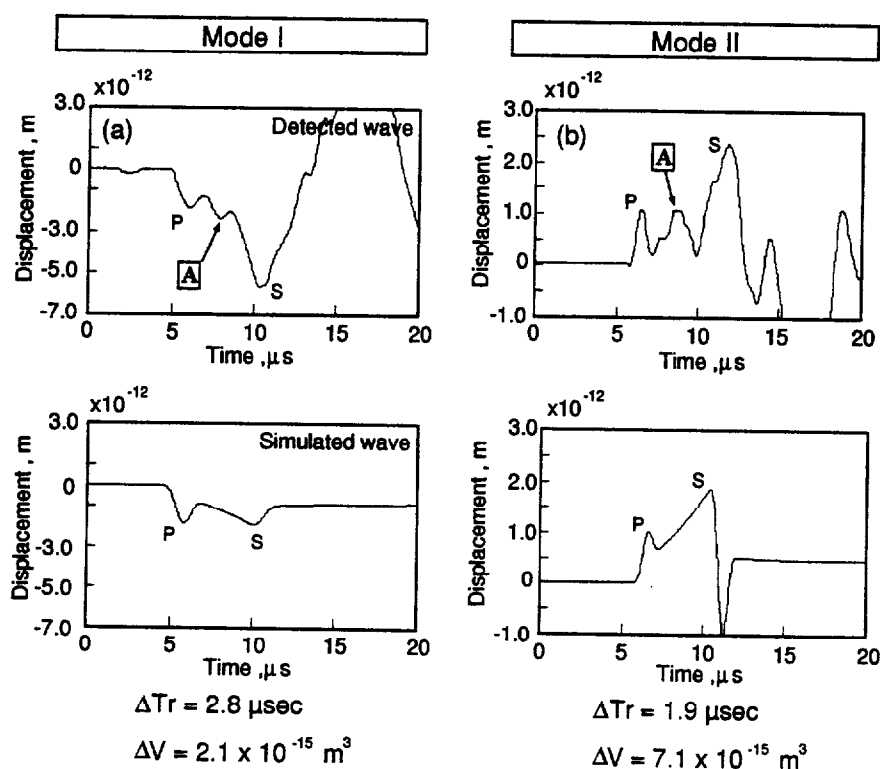


Fig. 7.14 Comparison of detected wave and computed displacement for Mode I(a) and Mode II(b) fracture.

$$\bar{G}_{33,3} = \frac{1}{C_P} \frac{\partial G_{33}}{\partial t} \quad (7.2)$$

ここで、 C_P は媒体の縦波速度である。半割にした試験片のノッチ部でシャープペンシルの芯を圧折することによって実験的グリーン関数を算出した。Fig. 7.15-(a) の検出波を芯圧折の原波形 (立上り時間 $1\mu s$, 解放力 $3.5N$) で逆合成積して求めた G_{33} を (b)、 G_{33} を時間微分して求めた $\bar{G}_{33,3}$ を (c) に示す。なお、実験的グリーン関数 $\bar{G}_{33,3}$ は Mode I 型破壊による実体波を開口方向で検出したときのみ算出できる。

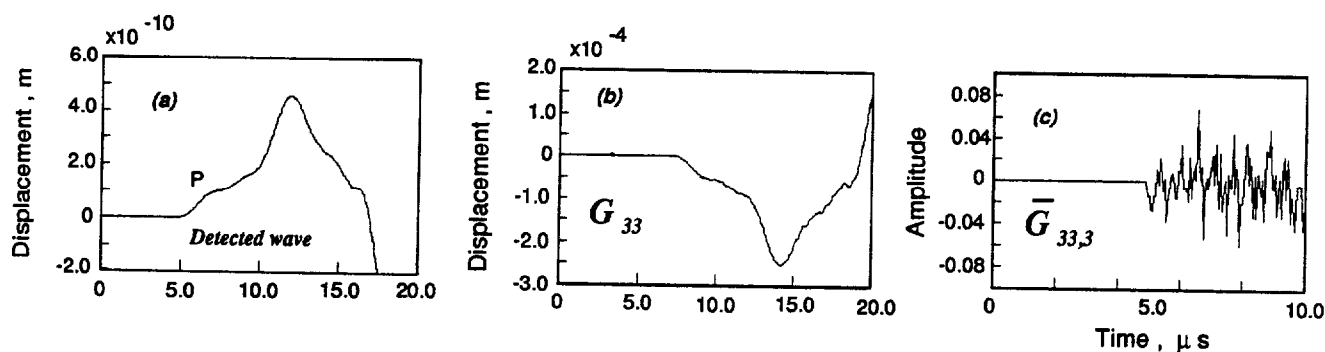


Fig. 7.15 Procedure for estimating the experimental transfer function of elastic wave, (a) Detected wave due to breaky pencil lead, (b) Experimental transfer function G_{33} , (c) Experimental transfer function $\bar{G}_{33,3}$.

Fig. 7.16-(a)に Mode I 型破壊による検出波、(b)に実験的グリーン関数を用いたシミュレーション波、(c)に半無限体を仮定した解析的グリーン関数を用いたシミュレーション波を示す。(a)と(b)を比較すると、反射波と推定したA印のピークも正しくシミュレーションできることが判る。このような小型の試験片については実験的グリーン関数を用いることによって、より正確なシミュレーションができる。(b)のシミュレーションに用いた原波形パラメータは、 $\Delta T_r = 2.1 \mu s$ 、 $Ab_j = 1.7 \times 10^{-15} m^3$ で、解析的グリーン関数によって得られた結果とはほぼ一致している。計算コストを考えれば解析的グリーン関数を用いたP波解析によってかなり良い精度で原波形が推定できると考えられる。

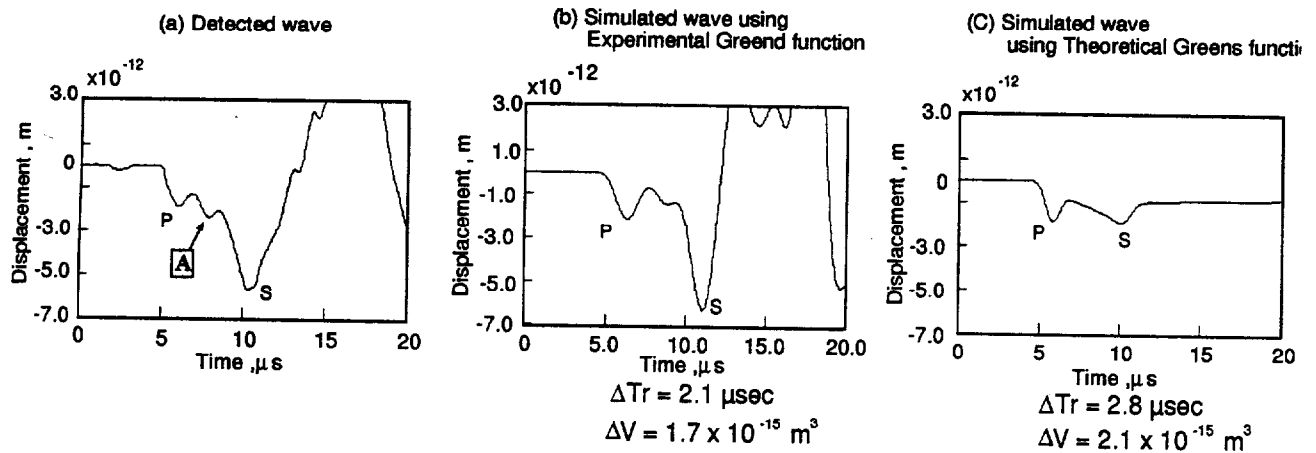


Fig. 7.16 Comparison of wave-form of detected wave(a) with computed displacement(b),(c). (b): displacement computed by the experimental green function $\bar{G}_{33,3}$. (c): displacement computed by the theoretical green function T_{33} .

7.4.2 耐熱圧電型変位センサによる AE モニタリング

$LiNbO_3$ 変位センサは耐用温度が約 $1273K$ であることから、炉内に入れて AE を計測できる。この利点から AE 伝播距離は短くすることができ、平板試験片を用いれば解析的応答関数を用いた原波形解析ができる。本実験では前面板の無いセンサ (Fig. 2.15) を用いた。

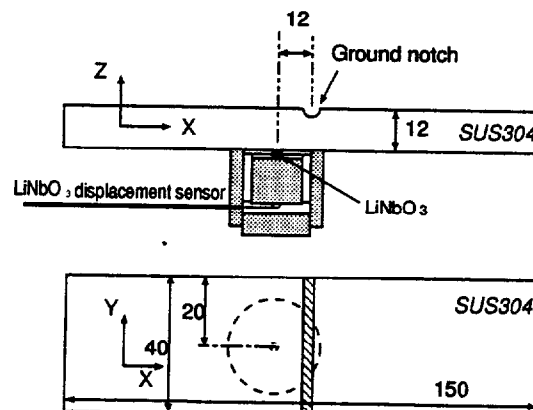


Fig. 7.17 Specimen geometry and $LiNbO_3$ sensor for melt chloride attack.

Fig. 7.17のように、グラインダ研削で導入したノッチ付き平板試験片 (幅 $40mm$ 、厚さ $12mm$) を使い、ノッチ部対して $1h$ ($h = 12mm$)-off epicentre にセンサを取付け、試験片ごと炉内 ($873K$) に入れた。

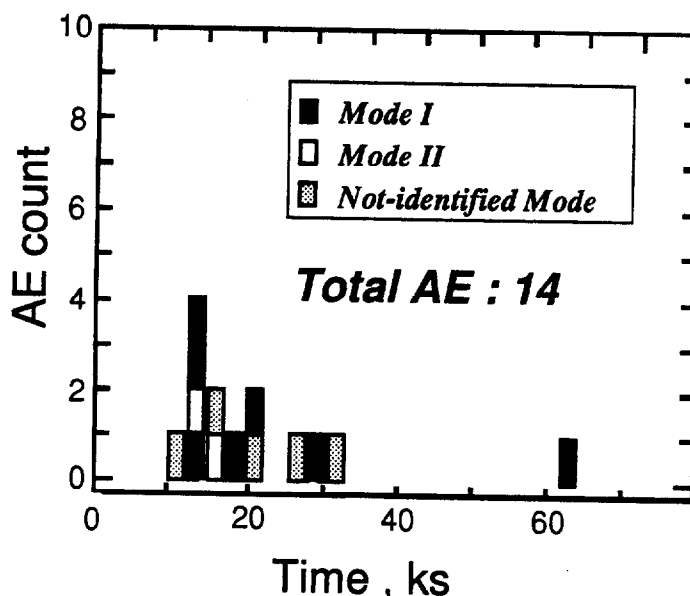


Fig. 7.18 Change of AE count with testing time.

グラインダ研削によって残留応力をもたせたノッチ部に混合塩 (30mol% PbCl_2 , 30% FeCl_2 , 20% NaCl , 20% KCl , 融点: 650K) を塗布した。Fig. 7.18に AE 発生数の経時変化を示す。実験開始から 11ks 後に AE が計測され、72ks で 14 個の AE が計測された。AE は 4 時間後に最大発生率がみられた後減少したが、その傾向は Fig. 7.12 と同じである。また損傷形態も Fig. 7.13 と同じで深い割れは観察されなかった。

Fig. 7.19 に原波形解析結果を示す。(a) は Mode I 型破壊、(b) は Mode II 型破壊と同定された検出波であり、下段に (7.1) 式で計算したシミュレーション変位を示す。Mode I 型破壊は生成時間 $1.4\mu\text{s}$ 、き裂体積 $7.0 \times 10^{-16}\text{m}^3$ で、Mode II 型破壊は生成時間 $1.7\mu\text{s}$ 、き裂体積 $2.7 \times 10^{-16}\text{m}^3$ であると評価した。センサは完全シールドでないためヒータからの電磁波ノイズによる基線のゆらぎがある。

Fig. 7.20 に容量型と圧電型耐熱変位センサで検出された AE の原波形パラメータを示す。●、○は容量型センサで、■、□は圧電型センサで検出した Mode I, Mode II 型破壊の原波形パラメータを示す。Mode I 型破壊については、ほぼ同じ結果が得られており、 $1 \sim 8 \times 10^{-15}\text{m}^3$ の微小き裂が $1 \sim 4\mu\text{s}$ で発生している。

残留応力による熔融塩化物割れでは脱粒がみられたが、脱粒が結晶粒全面で脆性的破壊を起しているのか、特定の粒界のみ、例えば結晶方位ミスオリエンテーションの大きな粒界で生じているのかなどはまだ判っていない。Fig. 7.12 に見られるように、Mode II 型破壊による AE は Mode I 型破壊による AE が発生したあとに観察されている。すなわち、表面近傍結晶粒が Mode I 型破壊を起しながら深さ方向にある程度進展した後、数個の結晶粒群の底面 (表面よりはなれた面) が Mode II 型破壊する可能性がある。破壊面積の見積もりはかなり難しいが、Fig. 7.20 に示すように Mode II 型破壊では $80 \sim 100\mu\text{m}$ に達する。脱粒はなんらかの条件を満たした特定の粒界の脆性破壊によって生じているものと推察されるが、そのメカニズムについては判らなかった。

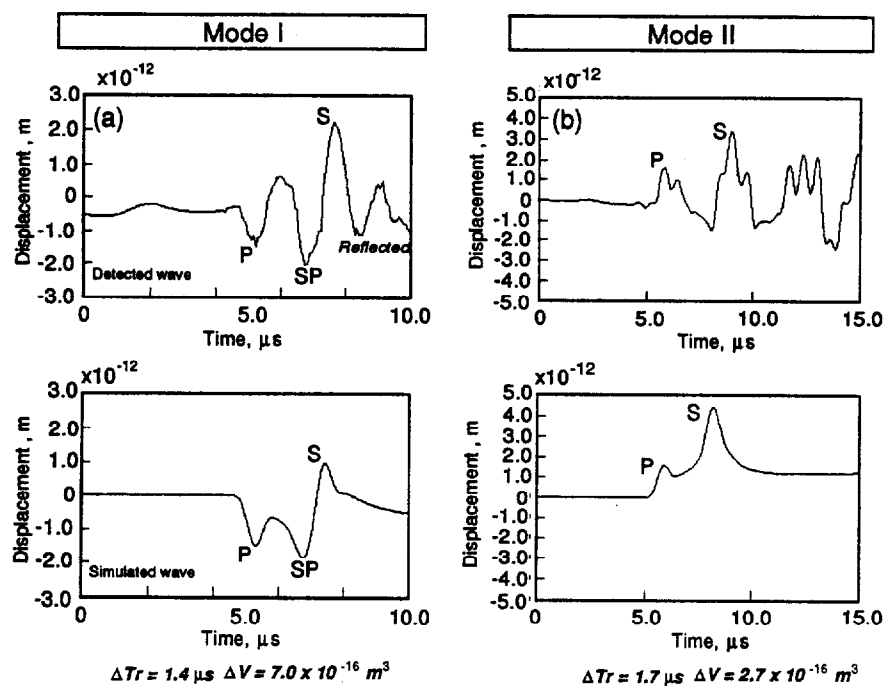


Fig. 7.19 Comparison of detected wave by $LiNbO_3$ sensor and computed displacement for Mode I (a) and Mode II (b) using the theoretical Green's function of the second kind.

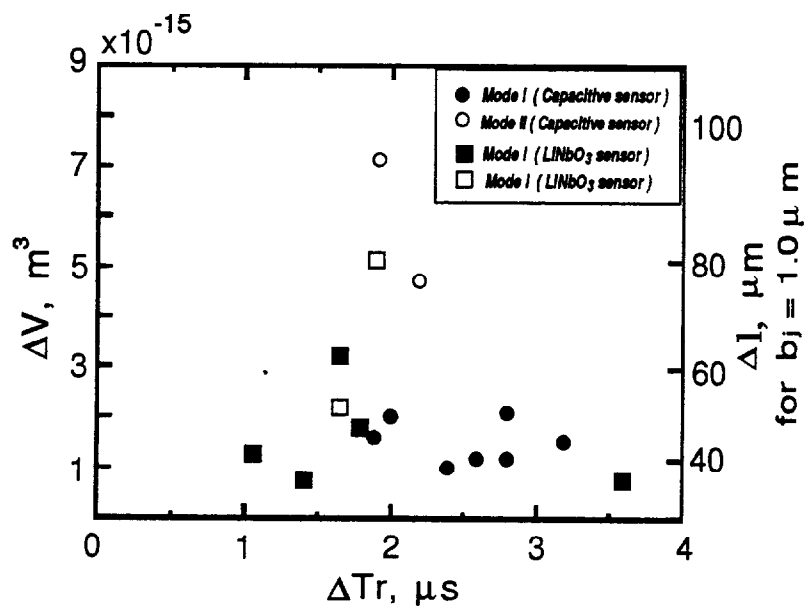


Fig. 7.20 AE source parameter during the molten chloride attack.

7.5 結言

高温 SUS304 鋼の Ag-Zn-Cd-Cu 系銀ロウ割れ、亜鉛割れ、残留応力下における溶融塩化物割れのダイナミックスを粘弾性波動逆解析で定量評価した。試作容量型および圧電型 (LiNbO_3) の耐熱変位センサを用いたモニタリングシステムは、800K 以上の高温においても十分に機能した。高温媒体に対する粘弾性波動逆解析から得られた高温環境劣化割れのダイナミックスとメカニズムに関する知見を以下に要約する。

● 溶融銀ロウ・亜鉛割れの破壊評価

耐熱容量型センサを用いて、1000K の SUS 304 鋼の定荷重クリープ試験中の溶融銀ロウ割れ、溶融亜鉛割れの AE モニタリングを行った。液体金属割れには AE として計測される高速破壊が関与しており、体積 10^{-15}m^3 の微小き裂が $0.5 \mu\text{s} \sim 9.0 \mu\text{s}$ で発生している。き裂進展速度は $30 \sim 40 \text{m/s}$ にも達し、巨視き裂の平均伝播速度の 10^9 倍にも達する。損傷は粒界型で、Zn や Cd など粒界凝集力を低下させる金属元素によって脱粒型の高速破壊を誘起していると考えられる。

● 残留応力下の溶融塩化物割れの破壊評価

容量型変位センサと 1273K 耐熱の圧電型変位センサを用いることによって、引張り残留応力をもつ SUS 304 鋼の溶融塩化物割れによる 10^{-12}m 程度の面外変位を計測した。AE は鋭敏化の起る 3 ~ 4 時間後に発生し始め、表面層の粒界割れとともに増加し発生頻度が高くなった後、割れの進展による残留応力の解放によって減少した。体積 10^{-15}m^3 の割れが $1.0 \sim 3.0 \mu\text{s}$ で発生していると推定された。また、実験的に求めたボルト型試験片のグリーン関数を用いた原波形解析の結果は、粘弾性波動逆解析の結果と良く一致した。残留応力下での粒界型溶融塩化物割れには、Mode II や混合モード破壊が関与していることが判った。破壊モード別の経時変化から、損傷は表面結晶粒界の Mode I 型破壊が進展し、表面下で Mode II 型破壊を受けて脱粒すると推察されたが、詳しいメカニズムは明らかにできなかった。

第 8 章

結論

本論文では、粘弾性波動逆解析法を提唱し、ガラス繊維強化プラスチックおよび高温ステンレス鋼の微小破壊による弾性波の検出と原波形解析によって微小破壊のダイナミックスを定量的に解析した。すなわち、波動減衰と位相・群速度分散および方向依存性を考慮した粘弾性弾性波解析を構築することともに、変位センサなどの計測機器を開発した。また、汎用 AE 計測装置による信号のパターン認識解析によって破壊モードの分類を行なった。以下に各章で得られた結果を要約する。

- 第 1 章「緒論」

弾性波動解析に関連する既往の研究成果について概観するとともに、粘弾性波動の減衰や速度分散に関する研究、複合材料の位相・群速度の異方性に関する研究、金属の高温環境劣化割れに関する研究の現状について紹介した。また、最大エントロピー法やウェーブレット変換などを用いたパターン認識解析に関して概説し、問題と解決されるべき課題を論じ、本研究の目的について述べた。

- 第 2 章「粘弾性波動逆解析法」

粘弾性波動逆解析法、すなわち、P 波の振幅減少と応答遅れを考慮した新しい補正項を導入し、計算面外変位は原波形とグリーン関数、時間緩和補正項の合成積に減衰補正項を乗じて求められることを提唱した。この解析法では面外変位計測が必要であるため、変位センサを 4 種類開発した。常温計測用には、エアギャップセンサと受感部直径 $1\text{mm}\phi$ の PZT 圧電素子センサを製作し、 10^{-12}m の面外変位を計測することができた。また、アルミナ箔膜を利用した耐熱容量型センサと、ニオブ酸リチウム素子を用いた耐熱圧電型センサを開発し、約 1000K までの高温媒体の面外変位計測を可能とした。PMMA とエポキシのシャープペンシル芯の圧折に対する応答解析を行ったところ、検出波とシミュレーション波は良く一致した。すなわち、粘弾性材料のモノポール現象に対する面外変位は開発した方法によって正確に計測あるいは計算できることを示した。

- 第 3 章「パターン認識解析による破壊モード分類」

汎用 AE 計測装置を用いて破壊モードの分類を行うことを目的として、2 つのパターン認識法を提案した。1 つは最大エントロピー法で求めるスペクトラムの自己回帰係数 (AR 係数) を用いる方法で、少ない AR 係数 (35 個) でスペクトルを表現でき、パターン認識解析に有効であることを示した。もう一つの方法はウェーブレット解析による時間 - 周波数 - ウェーブレット係数情報を二次元平面へ投影した画像 (等高線図) から分類する方法である。後者に対してはマッチド・フィルタリングとフーリエ位相相関法の分類性能を調べ、フーリエ位相相関法の方が精度良く分類できることを明らかにした。

● 第4章「粘弾性体の音響特性」

PMMA については改良型水浸多重反射法を用いて、エポキシについては Q スイッチ YAG レーザと試作 pin-point センサを用いた point-source/point-reciever method(PS/PR 法)を用いて波動減衰と位相速度分散を計測した。また、高温 sus304 鋼については、Q スイッチ YAG レーザと耐熱変位センサを用いた PS/PR 法を用いて計測した。一方、一方向繊維強化プラスチック (UD-GFRP) の群速度異方性は Q スイッチ YAG レーザとヘテロダイン型レーザ干渉計を用いた iso angular scanning method(IAS 法)で、波動減衰は through transmission method(TT 法)で計測した。また、ガラスクロスロービングマット積層プラスチック (Laminated-GFRP) の群速度異方性にも IAS 法を用いたが、波動減衰は多重反射波にウェーブレット変換を用いて計測した。GFRP の群速度の異方性は楕円近似、波動減衰の異方性は方向余弦近似できることを示した。

群速度異方性を考慮した三次元音源位置標定アルゴリズムを構築した。適切に配置された 8 個の AE センサでは、疑似 AE 源の標定誤差は UD-GFRP では $\pm 1\text{mm}$ 以内で標定できることを示した。また、水撃圧を用いて時間緩和関数 $R(t)$ の妥当性を実験的に検証した。

● 第5章「モデル GFRP の破壊評価」

基礎実験として、モデル GFRP(繊維含有率 $1_{mass}\%$ 以下)の微小破壊によって励起された面外変位の逆解析によって破壊のダイナミックスを推定した。PMMA およびアルミニウム基板の上に光ファイバー ($\phi 200\mu\text{m}$) を接合したモデル試験片では、Mode I 型 fiber breakage, Mode II 型 disbonding, Mode I 型 exfoliation のダイナミックスを同定した。これらの破壊モードは顕微鏡 VTR 観察によって確認された。Fiber breakage の生成時間は $0.2 \sim 0.5\mu\text{s}$ 、破壊体積は $0.1 \sim 2.5 \times 10^{-14}\text{m}^3$ で、PMMA とアルミニウムを基盤とした試験片で同じ解析結果が得られたことから、提唱した粘弾性波動逆解析法がダイポール問題に適用できることを確認した。一方、 $\phi 13\mu\text{m}$ のガラス繊維をエポキシ樹脂に埋め込んだモデル複合材料に対して、8 チャンネル AE モニタリングシステムを用いることによって、fiber breakage, disbonding, debonding のダイナミックスの定量評価と三次元位置標定が精度良く行えることを確認した。

● 第6章「GFRP の破壊評価」

提唱した音源位置標定アルゴリズムを用いれば UD-GFRP 試験片(繊維含有率 $60_{mass}\%$)の破壊源が精度よく求められることを確認した。面外変位に対する解析の結果、4 種の破壊モード (Type 1: fiber breakage および matrix crack ; Type 2,3: 開口ベクトルの違う fiber debonding ; Type 4: disbonding) を同定した。Type 1 は生成時間 $0.5 \sim 1.5\mu\text{s}$ 、生成体積が $1.0 \times 10^{-15}\text{m}^3$ 以下に集中した破壊と、体積がその数倍から 100 倍に達するものが混在した。Type 2 と 3 は生成時間 $0.7 \sim 1.5\mu\text{s}$ 、体積は $2.0 \times 10^{-14}\text{m}^3$ 以下の広い範囲に分布した。Type 4 の生成体積は最もばらつき、様々な規模の破壊が生じていることを示した。一方、AR 係数を用いたパターン認識解析によって破壊モード分類ができること、また、時間 - 周波数情報にフーリエ位相相関法を用いたパターン認識解析でも、Type 4 の精度がやや低いが、他の破壊タイプは 77% 以上の精度で分類できることを示した。

繊維 / マトリックス界面性状の異なる UD-GFRP 試験片の破壊源位置標定、原波形解析、放射パターン解析を行った。界面性状が異なっても AE 発生総数には大きな差はないが、密着力が悪くなるにつれて微小破壊が発生し始める荷重は大きくなり、一旦発生し始めるとその頻度は高くなることが判った。一方、密着力の良い試験片では、小さな負荷から fiber breakage が発生し始め、続いて debonding が発生するが、密着力の悪い試験片では、debonding が fiber breakage より先行して発生することがわかった。

Laminated-GFRP 試験片 (繊維含有率 66.2_{mass}%) については 5 種類 (Type 1: fiber breakage および matrix crack ; Type 2,3: 開口ベクトルの異なる fiber debonding ; Type 4,5: 開口ベクトルの異なる disbonding と delamination) の破壊モードを同定した。Type 1 の生成時間は 1.0 ~ 3.0 μ s に集中し、生成体積は 0.1 ~ 8 $\times 10^{-14}m^3$ に分布した。Type 2 は生成時間 2.0 ~ 4.5 μ s、体積 $0.4 \times 10^{-14}m^3$ 以下であった。Type 3 の生成時間は 2 ~ 3 μ s に集中した。Type 4 の生成時間は 2 ~ 4 μ s で、 $0.2 \times 10^{-13}m^3$ 以下の体積がほとんどであったが、 $0.9 \times 10^{-13}m^3$ の大きな破壊もあった。Type 5 は Type 4 と開口ベクトルの異なる同じ破壊モードであるが、体積は最大でも $0.4 \times 10^{-13}m^3$ 以下であった。また、AR 係数によるパターン認識解析では、各破壊タイプのクラスタはほとんど重なり、分類が難しかった。Laminated-GFRP はガラス繊維を三次元的に強化材として使用しているため、巨視き裂が発生した後の AE 伝播経路は複雑になるためと考えられる。一方、ウェーブレット変換によるパターン認識解析では、分類精度は最高でも 64%、Type 4 では 38% で分類は難しいと考えられる。

● 第7章「オーステナイトステンレス鋼の高温環境劣化割れのダイナミックス」

耐熱容量型センサを用いて、1000K の SUS 304 鋼の溶融銀ロウ (Ag-Zn-Cd-Cu) 割れ、亜鉛割れの AE モニタリングを行った。液体金属割れには高速破壊が関与しており、体積 $10^{-15}m^3$ の微小き裂が 0.5 ~ 9.0 μ s で発生していることを明らかにした。また、微小き裂の進展速度は最速で 30 ~ 40m/s に達し、巨視き裂の平均伝播速度の 10^0 倍にも達する。損傷は粒界型で、Zn や Cd など粒界凝集力を低下させる金属元素が高速破壊を誘起していると考えられた。

切削残留応力をもつ SUS 304 鋼の溶融塩化物割れの AE モニタリングを行った結果、AE は鋭敏化が進んだ後 (3 ~ 4 時間) に発生し、発生数は表面層の粒界割れとともに増加し、残留応力の解放とともに減少した。体積 $10^{-15}m^3$ の微小割れが 1.0 ~ 3.0 μ s で発生したと推定された。Mode I 型破壊だけでなく Mode II、混合 Mode 破壊が関与しており、液体金属割れと異なった複雑な破壊モードが発生していることが分かった。損傷は表面結晶粒または数個の結晶粒群の自由表面に垂直な粒界の Mode I 型破壊が進展し、表面下で Mode II 型破壊によって脱粒すると推察された。

今後の課題

AE に対する解析は現在、パラメータ法が主流であり、技術的に発展を重ねてきた。日本では学術的な研究では進歩的であるが、工業的な応用においては、欧米と比べて進んでいるとは言えない。これは、AE パラメータによる解析結果が客観的に理解され難いことが一因になっていると考える。すなわち、パラメータ法はその全てが弾性波動論を基礎に構築されたものではなく、計測者の経験などの主観的な解析が含まれることが原因である。AE 計測・解析手法の決定には波動論の知見が不可欠であり、パラメータ法による安易な破壊評価は AE 法の発展を阻むと考える。波形解析法を併用し、AE パラメータから物理的な有意性を抽出することによって、さらなる発展が期待できると考える。しかしながら、市販されている AE システムがリアルタイムでパラメータ解析を行なうのに対し、波形解析は計算コストを要するのが現状である。このため、実構造物の保守・管理に波形解析を適用した例はほとんどない。本研究で提唱した解析方法が AE 技術の発展に貢献するためには、以下に示すような課題の克服が望まれる。

1. 計測装置に関する改良

センサの耐熱性、耐久性向上がさらに必要であり、特に操作性の向上は AE 法を普及させるうえで最も重要と考える。また、計測対象物の表面にセンサを設置する方法には限界があり、稼働中のプラントなどでは人間が近寄

れない計測もある。近年のレーザ計測技術の進歩によって微小面外変位計測が可能になった。AE 計測においても、非破壊・非接触で精度良く測定物理量の明確な計測をすることができれば、センサの使用温度の限界問題なども一掃されると思われる。

2. 解析システムに関する改良

提唱した解析法は、初動 P 波に着目している。すなわち、実験的検証と弾性波動論との接点が極めて限定されているため、P 波の振幅、位相、立上がり時間などの詳細な情報を得る必要がある。そのためリアルタイム解析は行えず、1 イベントに数分の解析時間を要した。市販 AE パラメータ解析装置、例えば C-AEAS(千代田化工建設株式会社)は 1 秒間に数千イベントの解析能力をもち、波形解析法を実用化するためにはこれと同等の解析能力を有する必要があるため、検出波から P 波を正確に抽出できるハード・ソフトによるデジタル信号処理技術の開発が不可欠である。デジタル信号処理にはニューラルネットを用いたフィルタリング処理などが考えられ、近年の CPU・DSP チップの高速化、メモリ機器の大容量化を考慮すれば、自動波形解析は実現できると思われる。

パターン認識解析は特殊な計測装置を必要としないため早期の実用化が予想されるが、本研究の解析結果においては必ずしも十分な分類精度を確立できたとはいえず、依然基礎的研究が必要であると思われる。分類パラメータとして、最大エントロピー法とウェーブレット解析法を適用し、各々の手法から得たパラメータを個別に取り扱ったが、最大エントロピー法によって得られた分類マップに対して、更に他の手法によって分類を試みるなどハイブリッド解析が考えられる。但し、パターン認識解析は定量的な波形解析を併用することによって有意な破壊分類手法として確立することができ、波形解析なしでは AE パラメータ法と同様の扱いを受ける可能性があるので十分に注意する必要がある。

本研究においては単純破壊モードに限定して解析を行い、混合モードは考慮していない。実用材料や部材では、混合モード破壊が発生することが予想され、特にハンドレイアップ法によって製作された GFRP は極めて複雑な破壊モードが発生する。本研究においても、Laminated-GFRP の解析を行ったが、単純モードとして同定された破壊は総 AE 数と比較して少なかった。混合破壊モードの定量評価にはモーメントテンソル解析が提唱されているが、等方弾性体にも適用可能であり、高度な計測精度が要求される。計測条件の 1 つに複数のセンサの正確な較正值が必要であることが挙げられるが、現有する計測機器で構成されたシステムでは極めて取扱が難しい。しかし、原波形解析を粘弾性体適用に拡張した理論展開と同様に、テンソル解析も粘弾性体あるいは異方粘弾性体の解析へ拡張できるものと考えられ、計測システムに関しても前述したレーザ計測機器を利用することによって問題は解消されるものと思われる。

一方、タンクや配管などの大型構造物に対して限られた個数のセンサで AE を検出する場合、伝播距離が長くなるので P 波などの実体波は抽出できず、レーリー波(表面波)やラム波(板波)が支配的になる。従って、定量的な波形解析を実用化するにはこれらの波を用いた原波形解析の開発が必要と考える。ラム波は減衰が小さく遠方まで伝播するので、大きな構造物の解析には適しているが、複雑な伝播モードをもつ分散性波動であり、原波形解析には実体波で用いた解析手法を用いることはできない。現在は解析的グリーン関数は求められていないため、媒体と AE 計測システムの一括応答関数を実験的に求める必要があるが、薄板(0.5mm 程度)の研究は始められている。また、ラム波の分散性を利用した音源位置標定手法も開発されつつある。

本研究に関する掲載論文

第2章, 第4章, 第5章に関する掲載論文

- Hiroaki Suzuki, Mikio Takemoto and Kanji Ono: A Study of Fracture Dynamics in a Model Composite by Acoustic Emission, J. Acoustic Emission, 11-3, (1993) pp. 117-128
- Hiroaki Suzuki, Mikio Takemoto and Kanji Ono: The Fracture Dynamics in a Dissipative Glass-Fiber/Epoxy Model Composite with AE Source Wave Analysis, J. Acoustic Emission, 14-1, (1996) pp. 35-50

第2章, 第3章, 第4章, 第6章に関する掲載論文

- Hiroaki Suzuki, Tetsuo Kinjo, Yasuhisa Hayashi, Mikio Takemoto and Kanji Ono: Wavelet Transform of AE Signal for Fracture Mode Classification in Uni-directional Model GFRP, J. Acoustic Emission, 14-2, (1996) pp. 69-84
- Tetsuo Kinjo, Hiroaki Suzuki, Naoya Saito, Mikio Takemoto and Kanji Ono: Fracture Mode Classification Using Wavelet Transformed AE Signals from a Composite, J. Acoustic Emission, 15-1, (1997) pp. 19-32
- Tetsuo Kinjo, Hiroaki Suzuki, Mikio Takemoto and Kanji Ono: Fracture-mode Classification in Glass-fiber Composites by AE Source Wave Characterization and Autoregressive Coefficients, Jpn. J. Appl. Phys., 36-5B, (1997) pp. 3281-3286
- 金城鉄男, 鈴木裕晶, 竹本幹男: GFRP 中の微小破壊のダイナミックスに及ぼすガラス繊維 / マトリックス界面性状の影響 (第1報, UD-GFRP の AE 原波形解析法と音響特性) 日本機学会誌 A, 63-616, (1997) pp. 178-184(2642-2648) 及び J.S.M.E International, series A, 41-3, (1998) pp. 359-365
- 金城鉄男, 鈴木裕晶, 竹本幹男: GFRP 中の微小破壊のダイナミックスに及ぼすガラス繊維 / マトリックス界面性状の影響 (第2報, AE 原波形解析による破壊のダイナミックス) 日本機学会誌 A, 63-616, (1997) pp. 185-190(2649-2654) 及び J.S.M.E International, series A, 41-3, (1998) pp. 366-371
- Hiroaki Suzuki, Tetsuo Kinjo, Naoya Saito, Mikio Takemoto and Kanji Ono: AE Source Simulation for Integrity Evaluation of UD-GFRPs with Different Fiber/Matrix Interfacial Quality, NDT&E, in press
- Naoya Saito, Hiroaki Suzuki, Mikio Takemoto and Kanji Ono: Advanced AE Signal Classification for Studying the Progression of Fracture Modes in Loaded UD-GFRP, J. Acoustic Emission, (1998) pp. s289-298

- Hiroaki Suzuki, Tetsuo Kinjo, Naoya Saito, Mikio Takemoto and Kanji Ono: Integrity evaluation of glass fiber composites with varied fiber/matrix interfacial strength using acoustic emission, NDT& E International, **33**, (2000) pp. 173-180
- 斉藤直哉, 竹本幹男, 鈴木裕晶, 小野桓司: AE 波形シミュレーションによる C/C コンポジットの微小破壊のダイナミックスと進展挙動, 日本複合材料学会誌, **26-5**, (2000) pp. 179-186
- 斉藤直哉, 竹本幹男, 鈴木裕晶, 小野桓司: UD-GFRP と UD-C/C コンポジットの AE 信号パターン認識解析による破壊タイプの分類, 日本複合材料学会誌, **26-6**, (2000) pp. 227-235

第 2 章, 第 4 章, 第 7 章に関する掲載論文

- Kentaro Hayashi, Hiroaki Suzuki and Mikio Takemoto: Monitoring of Out-of-Plane Displacement of Hot Medium and Mechanism of Fused Silver Solder Cracking Estimated by Quantitative Acoustic Emission Source Wave Analysis, Jpn. J. Appl. Phys., **35**, (1996) pp. 3109-3116
- 林健太郎, 鈴木裕晶, 竹本幹男: 引張り残留応力を持つ SUS304 鋼の溶融塩化物腐食中における粒界脆性破壊, 材料と環境, **46-1**, (1997) pp. 30-36

本研究に関する講演発表

第2章, 第4章, 第5章に関する講演発表

- Hiroaki Suzuki, Mikio Takemoto and Kanji Ono: The Fracture Behavior of a Model Fiber Reinforced Plastic Composite Utilizing a Displacement-Sensitive AE Monitoring System, Progress in Acoustic Emission, VI, (1992) pp. 45-51
- Hiroaki Suzuki, Mikio Takemoto and Kanji Ono: AE Source Wave Characterization to Study The Fracture Dynamics in a Dissipative Glass Fiber/Epoxy Model Composite, Progress in Acoustic Emission, VII, (1994) pp. 457-462
- 鈴木裕晶, 竹本幹男, 小野恒司: 一方向繊維配向モデル FRP の AE 原波形解析による破壊のダイナミックスの定量的評価, 平成7年度材料力学部門講演会講演論文集, (1995) pp. 51-52

第2章, 第3章, 第4章, 第5章に関する講演発表

- 斉藤直哉, 金城鉄男, 鈴木裕晶, 竹本幹男: 最大エントロピー法による AE の自己回帰係数を用いた GFRP 破壊モードの分類, 材料科学若手研究者討論会講演予稿集, (1996) pp. 5-8
- 斉藤直哉, 金城鉄男, 鈴木裕晶, 竹本幹男, 小野 恒司: AE 原波形解析とパターン認識による一方向強化モデル GFRP の破壊モードの分類, 日本材料学会学術講演大会予稿集, (1997) pp. 65-68

第2章, 第3章, 第4章, 第6章に関する講演発表

- 鈴木裕晶, 竹本幹男, 小野恒司: AE 原波形解析による切欠き付き一方向強化 GFRP の破壊挙動, 第10回アコースティック・エミッション総合コンファレンス論文集, (1995) pp. 213-218
- 金城鉄男, 鈴木裕晶, 竹本幹男: AE を用いた一方向強化型 GFRP の破壊源位置標定と破壊挙動, 材料科学若手研究者討論会講演予稿集, (1995) pp. 42-45
- Hiroaki Suzuki, Tetsuo Kinjo, Mikio Takemoto and Kanji Ono: Fracture-mode determination of glass-fiber composites by various AE processing, Progress in Acoustic Emission, VIII, (1996) pp. 47-52
- Hiroaki Suzuki, Tetsuo Kinjo and Mikio Takemoto: Inversion processing of viscoelastic waves to study the fracture dynamics in unidirectional model GFRP, Experimental Mechanics: Advances & Applications in Singapore, (1996) pp. 123-129
- 金城鉄男, 鈴木裕晶, 竹本幹男: アコースティック・エミッション (AE) 信号のウェーブレットと変換による FRP 破壊モードの同定, 日本材料学会学術講演大会講演予稿集, (1996) pp. 93-96

- 金城鉄男, 鈴木裕晶, 竹本幹男, 小野 桓司: AE 信号の原波形解析および自己回帰係数による GFRP 破壊モードの分類, 第 17 回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム講演予稿集, (1996) pp. 71-72
- 斉藤直哉, 金城鉄男, 鈴木裕晶, 竹本幹男, 小野 桓司: ウェーブレット変換 AE 信号のパターン認識と AE 原波形解析による一方向強化 GFRP の破壊モードの分類, 日本機械学会 第 10 回計算力学講演予稿集, (1997) pp. 139-140
- Naoya Saito, Hiroaki Suzuki, Mikio Takemoto and Kanji Ono: Fracture-Mode Classification in Laminated GFRP by AE Source Simulation and Fourier Phase Correlation of Wavelet Transformed AE Signal, World Congress on Ultrasonics '97, (1997) pp. 116-117

第 2 章, 第 4 章, 第 7 章に関する講演発表

- 林健太郎, 鈴木裕晶, 竹本幹男: 耐熱センサーを用いたステンレス鋼の溶融銀ろう割れの AE モニタリング, 第 10 回アコースティック・エミッション総合コンファレンス論文集, (1995) pp. 7-12
- 林健太郎, 鈴木裕晶, 竹本幹男: 高温媒体の面外変位計測と定量的 AE 原波形解析による溶融銀ろう割れのメカニズム, 第 16 回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム講演予稿集, (1995) pp. 51-52
- 林健太郎, 鈴木裕晶, 竹本幹男: 静電容量型耐熱 AE センサーによる面外変位の計測と逆演算処理による高温破壊のダイナミックス, Proceedings of the 33rd Symposium on Strength of Materials at High Temperatures, (1995) pp. 149-153

解説 その他

- 竹本幹男, 鈴木裕晶: 複合材における AE 信号の定量的解析, 超音波 TECHNO, (1997) pp. 11-16
- 鈴木裕晶, 竹本幹男: ラム波を用いる継目なし圧力容器の内面損傷の非破壊検査, 高圧ガス, 34-9, (1997) pp. 64-70
- Mikio Takemoto, Okiharu Tamura, Hiroaki Suzuki: AE Study of Stress Corrosion Cracking Mechanism of Stainless Foil Using Quantitative Lamb Wave Analysis and Video Images, Progress in Acoustic Emission, XI, (1998) pp. III81-III88

引用文献

- [1] 丹波義次, 大津政康: アコースティック・エミッションの特性と理論, 森北出版, (1988)
- [2] 岸輝雄: AE による材料強度の評価 (I) **29-323**, (1980) p. 765
- [3] ASTM STP: Acoustic Emission, (1972) p. 505
- [4] ASTM STP: Monitoring Structural Integrity by Acoustic Emission, (1976) p. 571
- [5] 尾上守夫: 非破壊検査, **21**, (1972) p. 207
- [6] 丹波登: 超音波計測, 昭晃堂, (1982)
- [7] 中野正章, 天谷昌司: AE によるプラント機器試験法, 非破壊検査, **44-1**, (1995) pp. 32-37
- [8] 堂山昌男, 山本良一: 材料の評価システム, 東京大学出版会
- [9] 尾上守夫: アコースティック・エミッションの計測, 非破壊検査, **21**, (1972) p. 4
- [10] Hutton P.H.: Acoustic Emission for Periodic and Continuous Flaw Detection in Pressure Vessels, U.S.-Joint Symp.on AcousticEmission, Tokyo, (1972)
- [11] Cross N.O.: Display and Analysis of Real Time Data from Acoustic Emission Tests of Pressure Vessels, 2nd AE Symp, Tokyo, (1974)
- [12] 日本非破壊検査協会: 新非破壊検査便覧, (1992)
- [13] 中野正章: 防錆管理, **30-9**, (1986)
- [14] 湯山茂徳: 強化プラスチック, **31**, (1985) p. 433
- [15] 岸輝雄, 志波光晴: 日本複合学会誌, **12**, (1986) p. 241
- [16] K. Yamaguchi, H. Oyaizu, N. Nagata: The 8th Inter. Acoust Emission Symp., (1984) p. 594
- [17] 尾上守夫: アコースティック・エミッションの基礎と応用, コロナ社, (1976)
- [18] 大塚裕光: 日本複合材料学会誌, **10**, (1984) p. 102
- [19] 金原勲: 日本複合材料学会, **10-3**, (1984) p. 97
- [20] Farrow,G.J.: J.Phys, **25-2**, (1992)

- [21] 中野正章, 天谷昌司: 使用済み FRP 容器の AE 試験, 第 9 回アコースティック・エミッション総合コンファレンス 論文集, (1993) pp. 73-77
- [22] 志波光春, 湯山茂徳, 岸輝雄: GFRP の疲労試験における AE 特性, 第 6 回アコースティック・エミッション総合コンファレンス論文集, (1993) pp. 171-176
- [23] ト部啓: 複合材料の非破壊検査-2. アコースティックエミッション, 日本複合材料学会誌, 10-3, (1984) pp. 102-106
- [24] 鈴木恵, 孫 峰, 諸橋茂, 木田外明: AE 法による平織 CFRP の破壊機構に関する研究, 材料, 41-464, (1992) p. 707
- [25] 森中泰章, 藤井透: FRP の破壊と AE 計測, 日本複合材料学会誌, 19-2, (1993) p. 55
- [26] 鈴木恵, 木田外明, 宮下寿得, 龍谷陽介, 菱川栄海, 中西博: AE 法による短繊維強化 ABS 複合材料の破壊機構の解明に関する研究, 日本機械学会論文集 (A 編) 60-576, (1994) p. 67
- [27] 津田浩, 榎学, 岸輝雄: SiC 強化ガラスの破壊過程の解明, 日本金属学会誌, 58-12, (1994) p. 1393
- [28] E.U. Okoroafor and R. Hill: Relating Acoustic Emission Signal Parameters to the Strength of Fibers Used in the Manufacture of Polymeric Composites, Ultrasonics, 33-2, (1995) p. 123
- [29] O. Kwon, J.H. Lee, D.M. Ahn and D.J. Yoon: Acoustic Emission Monitoring of Tensile Testing of Low Velocity Impact-damaged CFRP Laminates, Progress in Acoustic Emission VII, (1994) p. 505
- [30] N.S. Choi and K. Takahashi: Acoustic Emission during Fracture Process of Short-Fiber-Reinforced Plastics, Progress in Acoustic Emission VII, (1994) p. 445
- [31] 津田浩, 榎学, 岸輝雄, 高橋淳, 剣持潔, 林龍一: AE 法による SiC 繊維強化ガラスの破壊過程評価, 日本複合材料学会誌, 21-1, (1996) p. 10
- [32] 孫峰, 岩本正治, 自念栄一, 鈴木恵: 平織ガラスロービングクロス積層材の破壊機構, 材料, 38-427, (1989) p. 28
- [33] T. Uenoya: Application of Aet to Identification of Internal Damages in GFRP, Progress in Acoustic Emission, IV, (1988) p. 679
- [34] 香川豊, 本田絃一, アンカナー・ジャロン・ウオラック: レーザー顕微鏡を用いた破壊過程の in situ 観察装置と SiC 繊維強化ガラス複合材料の破壊過程の観察への応用, 生産研究, (1994) p. 21
- [35] 自念栄一: その場 SEM 観察における CFRTP のき裂進展挙動と AE 特性, 日本機械学会論文集 (A 編) (1994) p. 1761
- [36] Y. Zhang and D. A. Shores: Cracking and Spalling of Oxide Scale from 304 Stainless Steel at High Temperature, J. Electrochem. Soc., 141-5, (1994) p. 1255
- [37] 中平勝: CaO, SiO₂-CaO, ZrO₂ 系プラズマ溶射熱遮へい皮膜の高温耐食性, 第 38 回腐食防食討論会, C-102, (1993) p. 173

- [38] S. N. Navolokin, E. G. Starchenko and A. A. Yudin: Acoustic-Emission Study of Crack Formation in Alloy Steels Under Surfacing Metal, (1983) pp. 1127-1131
- [39] 斉藤雅弘、高橋秀明、橋田俊之、佐々木真、平井敏雄: AE 法による高温環境下での炭化ケイ素の破壊特性評価に関する研究, 粉体および粉末冶金, **37**-7, (1990) pp 43-48
- [40] 常磐井守泰、木村英夫: 金属材料の高温における耐酸化性、耐食性評価への AE 法の応用, 電力中央研究所報告, No. 283045, (1984) pp. 1-35
- [41] V. S. Boiko, L. F. Krivenko and I. T. Ostapenko: Investigation of The Acoustic Emission Accompanying Micro-fracture of Boron Carbide, (1988) pp. 20-23
- [42] F.R Breckenridge and M.Greenspan: Surface-wave displacement: Absolute measurements using a capacitive transducer, J. Acoust. Soc. Am., **69**-4, (1981) p. 1177
- [43] M. Ohtsu and K. Ono: A New Method of Acoustic Emission Transducer Calibration, J. Acoustic Emission, **3**-2, (1984) p. 59
- [44] M.Takemoto and Y.Hayashi: Study on the Erosion Intsity and the Mechanism of Cavitation and Mist Erosion by AE Analysis, Progress in Acoustic Emission, **IV**, (1988) p. 520
- [45] M.Takemoto and Y.Hayashi: Direct Measurement of Water Hammer Pressure by AE Source Wave Analysis, J. Acoustic Emission, **7**-4, (1988) p. 185
- [46] 林康久、竹本幹男: 水撃圧を用いる広帯域 AE センサーの絶対較正法, 非破壊検査, **39**-11, (1990) p. 921
- [47] 林康久、竹本幹男: 逆演算手法による高速水ジェット水撃圧の計測方法の開発とその検証, 材料科学, **27**-4, (1990) p. 231
- [48] 林康久、竹本幹男: 弾性波動逆演算処理によるシェブロンノッチ付等方性カーボンの安定亀裂のマイクロダイナミックス, 日本機械学会論文集 (A 編) **57**-542, (1991) p. 2529
- [49] 林康久、竹本幹男: AE 原波形解析システムの開発と低合金鋼の水素脆化割れモニタリングへの適用, 防食技術, **39**, (1990) p. 347
- [50] 林康久、竹本幹男: 弾性波動の理論グリーン関数逆演算処理による水素脆化割れのマイクロキネティックス, 材料と環境, **40**, (1991) p. 478
- [51] Y.Hayashi, T.Nanbu and M.Takemoto: AE Signal Characterization for Integrity Evaluation of Laser Glazed Titania, Progress in Acoustic Emission, **V**, (1990) p. 75
- [52] H.N.G. Wadley and C.B. Scruby: Acoustic Emission Source Characterization, Advances in Acoustic Emission, eds. H.L. Dunegan and W.F. Hartman, Dunhart Publishers, Knoxville, (1981) p. 125
- [53] Y.H. Pao: Theory of Acoustic Emission, Elastic Waves and Nondestructive Testing of Materials, AMD-29, ASME, (1978) p. 107

- [54] 岸輝雄：原波形解析による新しいA Eの展望, 材料科学, **19-5**, (1983) p. 261
- [55] 丹羽義次, 小林昭一, 大津政康：アコースティック・エミッションの発生機構に関する考察, 土木学会論文報告集, **314**, (1981) p. 125
- [56] M. Ohtsu and K. Ono: A Generalized Theory of Acoustic Emission and Green's Functions in a Half Space, J. Acoustic Emission, **3-1**, (1984) p. 27
- [57] 大津政康：アコースティック・エミッションの特性と理論, 森北出版, (1988)
- [58] C.L. Pekeris: The Seismic Surface Pulse, Proc. Nat. Acad. Sci, **41**, (1955) p. 469
- [59] L. Knopoff: J. Appl. Phys., **29**, (1958) p. 661
- [60] F.R. Breckenridge, Carl E. Tschiegg and M. Greenspan: Acoustic emission: some applications of Lamb's problem, J. Acoust. Soc. Am., **57-3**, (1975) p. 626
- [61] 大久保信広, 岸輝雄：容量型A E変換子による圧電変換子の特性評価および波形解析, 第3回A E総合コンファレンス論文集, (1981) p. 57
- [62] N.N. Hsu and F.R. Breckenridge: Characterization and Calibration of Acoustic Emission Sensors, Materials Evaluation, **39**, (1981) p. 60
- [63] 福永芳子, 榎学, 岸輝雄: 差分法による媒体の動的グリーン関数の導出, 非破壊検査, **36-11**, (1987) p. 817
- [64] H.M. Monney: Some Numerical Solutions for Lamb's Problem, Bull. Seism. Soc. Am., **64-2**, (1974) p. 473
- [65] L.R. Johnson: Green's Function for Lamb's Problem, Geophys. J.R. astr. Soc., **37**, (1974) p. 99
- [66] 磯田和男, 大野豊：Fortranによる数値計算ハンドブック, オーム社, (1986)
- [67] H.Y. Ko and R.F. Scott: Deconvolution Techniques for Linear Systems, Bull. Seis. Soc. Am., **57-6**, (1967) p. 1393
- [68] Y.Niwa, M. Ohtsu and H. Shiomi: Waveform Analysis of Acoustic Emission in Concrete, the Memoirs of the Faculty of Engineering, Kyoto Univ., XLIII, part 4, (1981) p. 319
- [69] 大平貴規, 岸輝雄: 金属の微視的破壊とAE発生モデル, 日本金属学会誌 **47**, (1983) p. 7
- [70] K. Y. Kim and W. Sachse: Characteristics of Acoustic Emission Signals from Indentation Crack in Glass, Progress in Acoustic Emission, **II**, (1984) pp. 163-172
- [71] M. Ohtsu: Simplified Moment Tensor Analysis and Unified Decomposition of Acoustic Emission Source. Application to in Situ Hydrofracturing, Journal of Geophysical Research, **96-B4**, (1991) pp. 6211-6211
- [72] M. Ohtsu, M. Shigeishi, H. Iwase and W. Koyanagi: Determination of Crack Location. Type and Orientation in Concrete Structures by Acoustic Emission, Magazine of Concrete Research, **43-155**, (1991)

- [73] M. Ohtsu: Determination of Crack Kinematics by Acoustic Emission. Mechanical Behavior of Materials-VI, Pergamon Press, 4, (1991) pp. 747-752
- [74] W.P.Mason and H.J.McSkimin: Attenuation and scattering of high frequency sound waves in metals and glasses. J.Acoust.Soc.Am., 19-3, (1947) pp. 464-473
- [75] W.P.Mason and H.J.McSkimin: Energy losses of sound waves in metals due to scattering and diffusion. J. Appl.Phys. 19, (1948) pp. 940-946
- [76] Lord Rayleigh : Theory of Sound 2, (1929) p. 152
- [77] Bruce Hartmann and Jacek Jarzynski: Ultrasonic hysteresis absorption in polymers, J. Appl. Phys., 11, (1972)
- [78] Bruno F. Pouet: Measurement of broadband intrinsic ultrasonic attenuation and dispersion in solids with laser techniques, J. Acoust. Soc. Am., 93, (1993)
- [79] J.D.Aussel and J.P.Monchalin: Measurement of ultrasound attenuation by laser ultrasonics. J. Appl. Phys., 65-8, (1989) p. 15
- [80] Azra N.Tutuncu, Augusto L.Podio and Mukul M.Sharma: An experimental investigation of factors influencing compressional- and shear-wave velocities and attenuations in tight gas sandstones. geophysics, 59-1, (1994) pp. 77-86
- [81] S.D.Lambade, G.G.Sahasrabudhe and S.Rajagopalan: Theoretical evaluation of the temperature dependence of third order elastic constants and ultrasonic attenuation in NaCl. J.Phys.Chem Solids, 57-2, (1996) pp. 217-223
- [82] Wolfgang Sachse and Yih-Hsing Pao: On the determination of phase and group velocities of dispersive waves in solids, J. Appl. Phys., 49, (1978)
- [83] R.A.Kline and S.S.Ali: Attenuation Dispersion in AE Waveforms:A Comparison of Theory and Experiment, J. Acoust. Emiss.4-2, pp. S42-S45, (1985)
- [84] J.M.Park and H.C.Kim: The effects of attenuation and dispersion on the waveform analysis of acoustic emission, J.Phys. D: Appl. Phys. 22, (1989) pp. 617-622
- [85] 実吉順一, 菊池喜充, 能本己彦: 超音波技術便覧, 日刊工業新聞社, (1971)
- [86] Wolfgang Sachse and Kwang Yul Kim: Point-source/Point-receiver materials testing, Progress in Acoustic emission, III, (1986)
- [87] A.G.Every and Wolfgang Sachse: Determination for the elastic constants of anisotropic solids from acoustic-wave group-velocity measurements, J. Acoust. Soc. Am., 42, (1990)
- [88] 林泰久, 長秀雄, 竹本幹男: レーザー表面弾性波の位相速度分散の定量評価, 非破壊検査, 45-1, (1996) p. 40

- [89] 長秀雄, 林泰久, 竹本幹男: パルス弾性波位相スペクトラムを用いる位相速度の計測法, 非破壊検査, **43**-4, (1994) p. 236
- [90] Richard L. Weaver, Wolfgang Sachse, and Lin Niu: Transient ultrasonic waves in a viscoelastic plate: Theory, J. Acoust. Soc. Am. **85**-6, (1989) pp. 2255-2261
- [91] Richard L. Weaver, Wolfgang Sachse, and Lin Niu: Transient ultrasonic waves in a viscoelastic plate- Applications to materials characterization, J. Acoust. Soc. Am., **85**-6, (1989) pp. 2262-2267
- [92] M.O'Donnell, E.T. Jaynes, and J.G. Miller: Kramers-Kronig relationship between ultrasonic attenuation and phase velocity, J. Acoust. Soc. Am., **69**-3, (1981)
- [93] 吉業正行: 高温プラント用 Ni 基耐熱合金における損傷劣化問題, 高温装置 - 機器のためのニッケル基材料とそのコーティングに関する講演会, (1994) pp. 1-13
- [94] 篠原正朝, 西尾敏昭, 広松一男: オーステナイト系ステンレス鋼の粒界腐食挙動, CAMP-ISIJ, **5**, (1992) p. 2105
- [95] 基昭夫, 吉業正行: 都市ごみ焼却工場における腐食事例と対策, 防食技術, **39**, (1990) pp. 192-200
- [96] 吉業正行: 都市ごみ焼却システムにおける高温腐食, メインテナンス, (1990) pp. 29-33
- [97] 吉業 正行: 都市ごみ焼却プラントにおける材料問題と対策, 日本機械学会誌, **96**-893, (1993) pp. 321-324
- [98] K. H. Krause, D. A. Vaughan and P. D. Miller: Corrosion and Deposits from Combustion of Solid Waste. Transactions of ASME, (1974) pp. 216-222
- [99] N. Otsuka, A. Natori, T. kudo and T. Imoto: A 28.5%Cr-40%Ni-1%Mo-0.15%N Alloy Minimizing Fireside Corrosion in Waste Incinerators, NACE, Paper No. 401, (1994)
- [100] Dept of Employment, U. K. Report of Court of Inquiry, The Flixborough disaster, (1975)
- [101] 養田和之, 川島巖, 富沢幸雄 園家啓: 亜鉛メッキおよび亜鉛含有塗料による鋼材のぜい化, 石川島播磨技報, **21**-3, (1981) pp. 193-199
- [102] 三吉康彦, 門智, 乙黒靖男, 三井田隆: 熔融 Zn による低炭素鋼の腐食, 防食技術, **24**, (1975) pp. 169-175
- [103] S. P. Lynch: Mechanisms of Fracture in Liquid-Metal Environments,
- [104] S. P. Lynch: Hydrogen Embrittlement and Liquid-metal Embrittlement in Nickel Single Crystals, Scripta METALLURGICA, **13**-11, (1979) pp. 1051-1056
- [105] B. A. Auld: Acoustic Fields and Waves in Solids Volume I, A Wiley-Interscience Publication, (1973)
- [106] B. A. Auld: Acoustic Fields and Waves in Solids Volume II, A Wiley-Interscience Publication, (1973)
- [107] 川嶋紘一郎: 超音波による繊維強化金属基複合材料の異方性定数の同定, 非破壊検査, **46**-10, (1997) pp. 725-729
- [108] B. Castagnede, Kwang Yul Kim and Wolfgang Sachse: Determination of the Elastic Constants of Anisotropic materials Using Laser-Generated Ultrasonic Signals, J. Appl. Phys., **70**-1, (1991) pp. 150-157

- [109] Krishnan Balasubramaniam and Sean C. Whitney: Ultrasonic Through-Transmission Characterization of Thick Fiber-Reinforced Composites, *NDT&E International*, **29**-4, (1991) pp. 225-236
- [110] S. Parthasarathi, B. R. Tittmann, K. Sampath and E. J. Onesto: Ultrasonic Characterization of Elastic Anisotropy in Plasma-Sprayed Alumina Coatings, *J. Thermal Spray Technology*, **4**-4, (1995) pp. 367-373
- [111] J. E. Zimmer and James R. Cost: Determination of the Elastic Constants of a Unidirectional Fiber Composite Using Ultrasonic Velocity Measurements, *J. Acoust. Soc. Am.*, **47**-3, (1970) pp. 795-803
- [112] S. L. Rokhlin and W. Wang: Double Through-Transmission Bulk Wave Method for Ultrasonic Phase Velocity Measurement and Determination of Elastic Constants of Composite Materials, *J. Acoust. Soc. Am.*, **91**-6, (1992) pp. 3303-3312
- [113] P.H. Hutton, D.K. Lemon, R.B. Melton and P.G. Doctor: Develop In-Flight Acoustic Emission Monitoring of Aircraft to Detect Fatigue Crack Growth, Presented at the AF/DARPA Review of Progress in Quantitative NDE, Boulder, Colorado, (1981)
- [114] T.P. Harrington and P.G. Doctor: Acoustic Emission Analysis Using Pattern Recognition, in the Proceedings of the Fifth International Conference on Pattern Recognition, (1980) p. 1204
- [115] R.B. Melton, P.G. Doctor, and D.S. Daly: Pattern Recognition Analysis of Acoustic Emission Waveforms from Simulated Joint Specimens, presented at the AF/DARPA Review of Progress in Quantitative NDE, University of California at San Diego, (1982)
- [116] 南茂夫: 科学計測のための波形データ処理, CQ 出版, (1988)
- [117] 今村勤: 物理とフーリエ変換, 岩波書店, (1994)
- [118] William H. Press, Saul A. Teukolsky, William T. Vetterling, Brian P. Flannery: NUMERICAL RECIPES in C (日本語版) 技術評論社, (1996)
- [119] Ronald B. Melton: Classification of NDE waveforms with autoregressive models, *J. Acoustic Emission*, **1**-4, (1982) pp. 266-270
- [120] 日野幹雄: スペクトル解析, 朝倉書店, (1972)
- [121] H. Akaike: Autoregressive Models for Prediction, *Annals of Institute Statistical Mathematics*, **21**, (1969) pp. 243-247
- [122] H. Akaike: Power Spectrum Estimation Through Autoregressive Model Fitting, *Annals of Institute Statistical Mathematics*, **21**, (1969) pp. 407-419
- [123] K. Ono, Q. Huang: Pattern Recognition Analysis of Acoustic Emission Signals, *Progress in Acoustic Emission*, **VII**, (1994) pp. 69-78
- [124] Roger W.Y. Chan, D. Robert Hay, Vector Caron, Michel Hone and R. Douglas Sharp: Classification of Acoustic Emission Signals Generated During Welding, *J. Acoustic Emission*, **4**-4, (1985) pp. 115-123

- [125] 上野谷敏之: 積層高分子複合材料における界面破壊解析への AE の適用, 日本機械学会講演論文集, **934-1**, (1993) p. 132
- [126] T. Uenoya: Acoustic Emission Analysis on Interfacial Fracture of Fabric Laminated Polymer Matrix Composites, *Progress in Acoustic Emission VII*, (1994) p. 387
- [127] 上野谷敏之, 小栗泰造: 高分子基複合材料における繊維 / 樹脂界面破壊の AE キャラクタリゼーション, 第 10 回 アコースティック・エミッション総合コンファレンス論文集, (1995) p. 207
- [128] 上野谷敏之, 小栗泰造: 織物強化積層板における繊維 / マトリックス界面強度評価のための新しい AE 解析法, 材料, **45-10**, (1996) p. 1131
- [129] D.J.Buttler and C.B.Scruby: Characterization of Fatigue of Aluminum Alloys by Acoustic Emission, PartI- Identification of Source Mechanism, *J. Acoustic Emission*, **9-4**, (1990) pp. 243-254
- [130] D.J.Buttler and C.B.Scruby: Characterization of Fatigue of Aluminum Alloys by Acoustic Emission, PartII- Discrimination Between Primary and Other Emissions, *J. Acoustic Emission*, **9-4**, (1990) pp. 255-270
- [131] H.Gleizer, J.K.Nelson, S.Azizi-Ghannad, M.J.Embrechts: Application of ultrasonic and neural network techniques to the evaluation of stator bar insulation,
- [132] C.H.Chen and Gwo Giun Le: Neural Networks for Ultrasonic NDE Signal Classification Using Time-Frequency Analysis, *IEEE*, (1993) pp. 493-497
- [133] 佐藤雅昭: ウェーブレット理論の数学的基礎 I, 日本音響学会, **47**, (1991) pp. 405-415
- [134] 佐藤雅昭: ウェーブレット理論の数学的基礎 II, 日本音響学会, **47**, (1991) pp. 416-423
- [135] 山口昌哉, 山田道男: ウェーブレット解析, 科学, **60**, (1990) pp. 398-405
- [136] G. Strang: Wavelets and dilation equations, A brief introduction, *SIAM Review*, **31**, (1989) pp. 614-627
- [137] 河田聡, 南茂夫: 科学計測のための画像データ処理, CQ 出版, (1994)
- [138] 牧之内三郎, 鳥居達生: 数値解析, オーム社, (1975)
- [139] 大平貴規, 岸輝雄: AE 原波形解析による破壊の動的素過程に関する研究, 日本金属学会誌, **46-5**, p. 518, (1982)
- [140] 湯山茂徳: AE センサーの現状と将来, 特別研究委員会資料 No.73, 日本非破壊検査協会, (1984) p. 19
- [141] J. D. Achenbach: Wave Propagation in Elastic Solids, (North-Holland and Elsevier Science, Amsterdam) Chaps.7 and 8, (1973)
- [142] 大平貴規, 岸輝雄: AE 原波形解析による破壊の動的素過程に関する研究, 日本金属学会誌, **46-5**, (1982) pp. 518-525
- [143] 中村喜良: 超音波トランスジューサ, 日本音響学会誌, **47-3**, (1991)
- [144] 川端昭: 超音波圧電振動子とその応用 (1) 材料, **22-232**, (1972) p. 96

- [145] 日本学術振興会編：超音波探傷法, 日刊工業新聞
- [146] Thomas M. Proctor, Jr: An improved piezoelectric acoustic emission transducer, *J. Acoust. Soc. Am.*, **71**-5, (1982)
- [147] 林康久: 博士学位論文, (1992)
- [148] 東京天文台: 理科年表, 丸善株式会社, (1986)
- [149] 原島, 小田島, 鹿喰, 宮川: ε -分離非線形デジタルフィルタとその応用, 信学論 (A) J65-A, (1982) pp. 297-304
- [150] 荒川, 原島, 宮川: ε -分離非線形デジタルフィルタの統計的解析, 信学論 (A) J66-A, (1983) pp. 32-39
- [151] 小田島, 原島, 宮川: 再帰形 ε -分離非線形デジタルフィルタ, 信学総全大, (1982) p. 1217
- [152] 根岸勝雄, 高木堅志郎: 超音波技術, 東京大学出版, (1987)
- [153] チャールズ K. チュウイ著, 桜井明, 荒井勉 訳: ウェーブレット入門, 東京電気大学出版局, (1993)
- [154] 佐藤雅昭: ウェーブレット理論の数学的基礎 第I部, 日本音響学会誌, **47**-6, (1991) p. 405
- [155] 河田 聡, 南 茂夫: 科学計測のための画像データ処理, C Q出版社, (1994)
- [156] 中山 亨, 河田 聡, 南 茂夫: フーリエ位相相関法を用いたパターン識別, 第22回画像工学コンファレンス論文集, (1991) p. 89
- [157] Brickenridge, F. R.: Acoustic emission transducer calibration by means of the seismic surface pulse, *J. Acoustic Emission*, **1**-2, (1981) pp. 87-94
- [158] Hsu, N. N., Simmon, J. A. and Hardy, S. C.: An Approach to Acoustic Emission Signal Analysis - Theory and Experiment, *Mat. Eval.*, **35**, (1977) pp. 100-106
- [159] Nanjiyo, A., Mohri, M. and Ono, K. Progress in Acoustic Emission, **VI**, (1992) p. 583
- [160] M. Ohtsu and K. Ono: A New Method of Acoustic Emission Transducer Calibration, *J. Acoustic Emission*, **5**-4, (1986) pp. 124-133
- [161] 牧廣, 島村昭治: 複合材料技術集成, 産業技術センター, (1976) p. 348
- [162] JIS: ガラス繊維強化プラスチックの繊維含有率測定法, K 7052, (1987)
- [163] Dept of Employment, U. K. Report of Court of Inquiry, The Flixborough disaster, (1975)
- [164] S. P. Lynch: Mechanisms of Fracture in Liquid-Metal Environments,
- [165] S. P. Lynch: Hydrogen Embrittlement and Liquid-metal Embrittlement in Nickel Single Crystals, *Scripta METALLURGICA*, **13**-11, (1979) pp. 1051-1056
- [166] 竹本誠, 林康久, 竹本幹男: AE 原波形解析とモーメントテンソル解析による低合金鋼の水素脆化割れのダイナミックス, 非破壊検査, **43**-10, (1994) pp. 637-644
- [167] 竹本 幹男, 材料科学, **19**- 3, (1982) p. 156

謝 辞

本論文の作成にあたり、論文審査員としてご指導を仰ぎ御教示を賜りました東京工業大学 肥後 矢吉教授、高島和希助教授、若島健司教授、三島良直教授、田邊靖博教授、並びに貴重な御支援を頂いた同大学の関係者各位に心より感謝致します。

本研究は青山学院大学 竹本幹男教授の御指導のもと遂行されたものであり、著者の大学院時代から現在に至るまで約 10 年間の研究活動において終始変わらぬ熱意を持って多大なる御教示、御鞭撻を賜りましたことを深く感謝致します。

本論文の研究活動を通じ、数々の有益な御指導、御助言を頂きましたカリフォルニア大学 小野 桓司教授、静岡大学 林 康久助教授、青山学院大学 隆雅久教授、水産大学校 小川和雄助教授に深く感謝致します。超音波計測について熱心に御指導して頂きました株式会社帝通電子研究所 故西 海秀夫氏に深く感謝致します。AE センサの開発にあたり多大な御助言、御協力を頂きました株式会社検査技術研究所 鈴木孝信氏、金属技研株式会社 中尾広海氏に深く感謝致します。本研究遂行のために GFRP 材料の提供と試験片製作の御指導を頂きました昭和高分子株式会社 三浅克弘氏、篠原典男氏、ならびに御協力を頂いた同社の関係者各位に深く感謝致します。また、論文執筆にあたり様々な御支援を頂きました千代田化工建設株式会社の皆様に深く感謝致します。

本研究は青山学院大学理工学部機械工学科材料科学研究室の卒業生 片桐邦俊君、立田正博君、金城鉄男君、児島成彦君、林 健太郎君、小原一芳君、尾原昌輝君、大鹿勝弘君、根本昌明君、釘崎直樹君、春岡良則君、齋藤直哉君の昼夜を問わない大変熱心な協力によって達成することができました。また、平素の研究活動において多数の卒業研究生の皆さんからの御協力に心より感謝致します。

最後に、研究を始める機会を与えてくれた両親と祖母、そして暖かく見守ってくれた妻 真弓に心より感謝します。